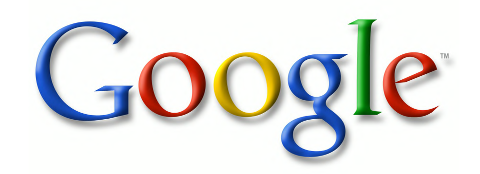


This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

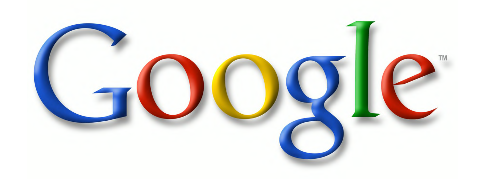
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at http://books.google.com/



A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.
+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.
+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.
+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`



Sci1080.20

BOUGHT WITH
THE BEQUEST OF
HORACE APPLETON HAVEN,
Of Portsmouth, N. H.
(Class of 1842.)

Rec'd 3 July, 1883.



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
3600 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA,

PROFESSEUR DE PHYSIQUE AU LYCÉE HENRI IV.

TOME SIXIÈME. — ANNÉE 1877.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

RUE BONAPARTE, 31.

—

1877

Sci1080.20

~~VIII 269~~

1883, June 2
Bacon fund.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LES PHÉNOMÈNES D'INDUCTION;

PAR M. L. MOUTON.

Au moment de la fermeture et à celui de la rupture du courant inducteur, une bobine induite est le siége de mouvements électriques qui, depuis Faraday, ont été constatés et étudiés par l'un ou l'autre des procédés suivants : 1° les extrémités du fil induit sont reliées à un galvanomètre; ce fil constitue ainsi un circuit fermé dans lequel le galvanomètre indique le passage de courants de durée très-courte dits *courants d'induction*; 2° ces extrémités sont fixées à une spirale magnétisante; les phénomènes sont alors accusés par l'aimantation des aiguilles d'acier placées dans la spirale; 3° ces mêmes extrémités sont mises en relation par le corps d'un animal dont les commotions sont le signe des mouvements électriques; 4° enfin les pôles de la bobine sont séparés par un espace d'air suffisamment faible, ou par une colonne de gaz raréfiés, tels que les fluides ébranlés puissent les franchir sous la forme complexe de l'étincelle ou de la lumière dite *des tubes de Geissler*.

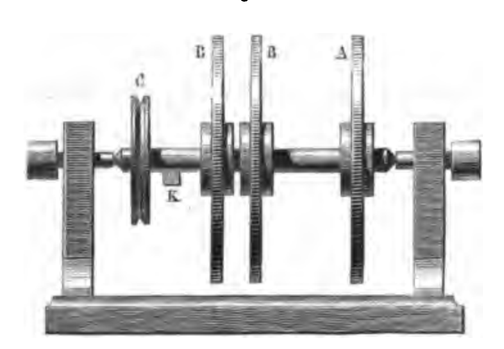
Je me suis proposé de résoudre la question suivante : Les extrémités de la bobine induite étant complétement isolées, de façon qu'il ne puisse se produire ni courant en circuit, ni étincelles, de quels phénomènes le fil induit est-il le siége? En précisant davantage et me bornant au cas de la rupture du courant inducteur,

pendant le passage de ce courant, les extrémités du fil induit ne présentent aucune différence de tension ([1]); la même chose a lieu quelques instants après la rupture. Par quelles valeurs successives a passé cette différence de potentiel ainsi partie de zéro et revenue à zéro?

Je décrirai d'abord sommairement le dispositif expérimental employé, puis les résultats obtenus ([2]).

Disjoncteur. — Il se compose d'abord de trois roues en cuivre de 1 décimètre de diamètre, A, B, B (*fig.* 1), montées sur le

Fig. 1.



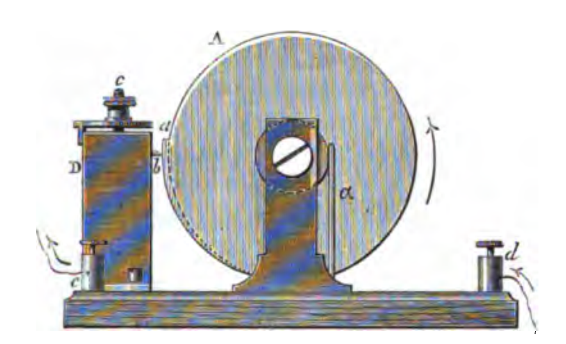
même arbre horizontal et soigneusement isolées de cet arbre par des pièces d'ébonite. La roue A produit la fermeture et la rupture du courant inducteur. A cet effet, elle présente un petit filet excentrique *a* (*fig.* 2), qui vient à chaque tour frotter contre une pièce en bronze *b* taillée en couteau. Cette pièce, constamment poussée par un ressort, est tenue à distance de la roue A par une vis buttante et ne communique avec elle qu'au passage du filet excentrique. La pièce *b* fait partie d'un système très-solide D, isolé du

([1]) Il est bien entendu que la tension dont il sera toujours question dans cet article est celle qui se constate par communication métallique lointaine, qui est indépendante du point touché du conducteur, la tension de Volta, comme l'appelle bien justement M. Mascart (*Traité d'électricité statique*, 1876, Préface), ou enfin le potentiel pour ceux que n'effraient pas trop les considérations mathématiques *a priori*.

([2]) Cet article, ainsi que les figures qui s'y rapportent, est extrait d'une thèse que je viens d'avoir l'honneur de soutenir devant la Faculté des Sciences de Paris. Je prie le lecteur d'y recourir pour tout ce qui lui paraîtra ici trop succinctement exposé. (*Ann. de l'École Normale*, 2e série, t. VI; Paris, Gauthier-Villars.)

reste de l'appareil et dans lequel elle peut s'élever ou s'abaisser verticalement de quantités soigneusement mesurées par une vis micrométrique *c* graduée au $\frac{1}{10}$ de millimètre. Le courant inducteur entrant par la borne *d* passe dans la roue A par le ressort frotteur *α*

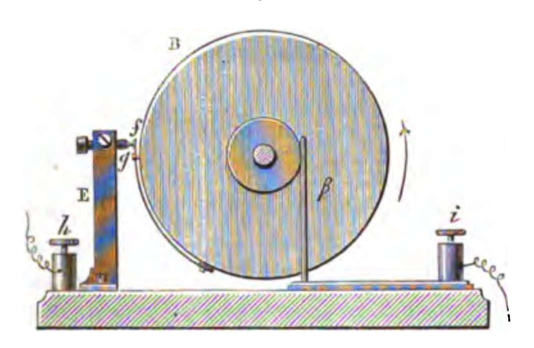
Fig. 2.



et, pendant le contact de la pièce *b* avec le filet *a*, gagne le système D et retourne à la pile par la borne *e*.

Les roues B, B sont identiques. Chacune d'elles présente un couteau *f* (*fig.* 3) parallèle à l'axe de rotation, porté à l'extrémité

Fig. 3.



d'un long ressort couché parallèlement à la circonférence de la roue et qu'empêchent de vibrer des vis buttantes le condamnant à n'effectuer que des mouvements d'amplitude extrêmement faible. A chaque révolution, le couteau touche une pointe fixe *g* portée sur une colonne isolée et mise en relation avec les quadrants d'un élec-

tromètre par un fil partant de la borne *h*. Les roues B, B communiquent en outre constamment, par deux frotteurs β isolés du reste de l'appareil, avec les bornes *i*, mises par un fil en relation métallique avec les extrémités du fil induit. Au moyen de la loupe, contrôlée par un procédé électrique particulier, je m'assurais que les contacts des couteaux *f* avec les pointes *g* avaient bien lieu au même instant. Si l'on se reporte à la description du système D, on voit alors que, en faisant monter ou descendre la pièce *b* au moyen de la vis micrométrique *c*, on peut faire que l'instant du double contact des couteaux *f* et des pointes *g* se rapproche ou s'éloigne de quantités bien déterminées de celui de la rupture métallique du courant inducteur.

Ces quantités, mesurées par la vis micrométrique, se traduisent aisément en temps si l'on connaît la vitesse de rotation de l'appareil. Pour mesurer cette vitesse, une came K (*fig.* 1) pressant sur un ressort fermait, à chaque tour de l'appareil, un courant spécial communiquant avec un système inscripteur dont il sera dit un mot tout à l'heure.

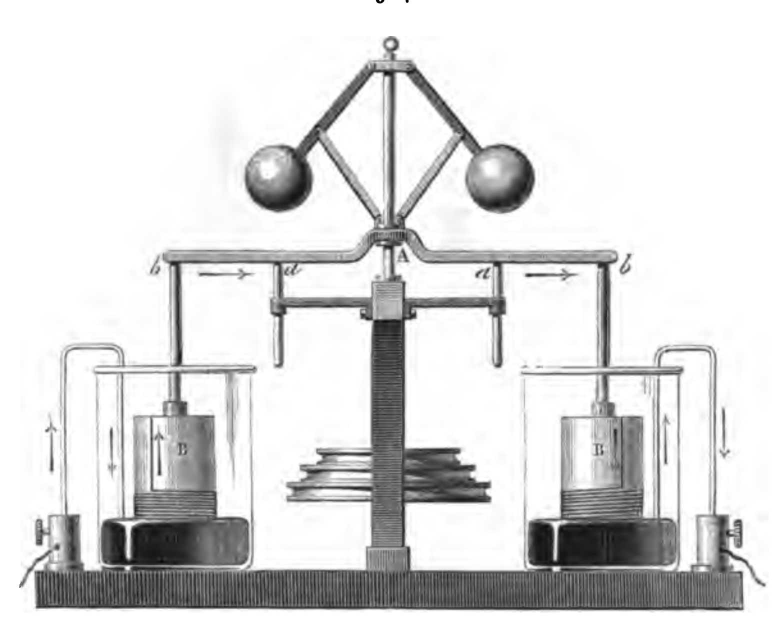
Enfin la poulie C (*fig.* 1) était reliée à l'arbre du moteur par une corde qui communiquait le mouvement à l'appareil.

Cet instrument a été construit par MM. Brünner frères.

Moteur et régulateur. — Je me suis servi pour moteur d'une petite machine Gramme dans le fil de laquelle était lancé le courant de deux ou trois éléments Bunsen. Des irrégularités dans le mouvement, dues probablement aux variations de la pile, m'ont conduit à y adjoindre le régulateur représenté (*fig.* 4) et applicable à tout moteur électromagnétique. C'est le système à force centrifuge de Watt, prenant son mouvement par une corde sur l'arbre même de la machine. Au sommet A du losange articulé où se trouve fixé dans le régulateur des machines à feu l'anneau portant le bras du levier qui doit augmenter ou diminuer l'entrée de la vapeur dans le cylindre, est fixée une tige horizontale faisant corps avec cet anneau et guidée par deux baguettes verticales *a*, *a*, l'empêchant de faire autre chose que s'élever ou s'abaisser parallèlement à elle-même, selon que les boules s'élèvent ou s'abaissent. Aux deux extrémités *b*, *b* de cette tige horizontale sont fixés deux cylindres B, B en caoutchouc durci, sur chacun desquels est enroulé

en hélice un fil de fer de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre environ. Ces cylindres plongent dans des vases remplis de mercure; le fil de fer enroulé se trouve ainsi communiquer par une extrémité avec le mercure, par l'autre avec l'ensemble métallique de l'appareil. Le courant qui fait mouvoir le moteur, au lieu de se rendre direc-


Fig. 4.



tement dans celui-ci, est d'abord lancé dans le mercure des vases, de là il passe dans les spires émergées du fil de fer, puis dans la machine.

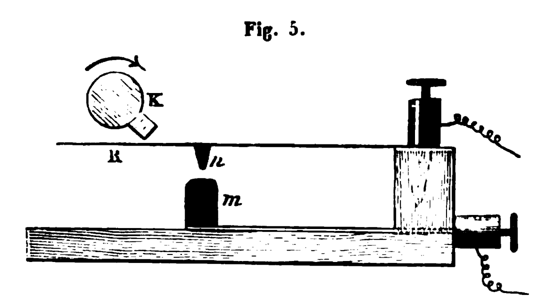
On comprend qu'un accroissement de vitesse, par exemple, de la machine se traduit immédiatement par la sortie d'une ou plusieurs spires du mercure, d'où une augmentation de résistance (la résistance d'une spire était égale au $\frac{1}{10}$ environ de la résistance totale du circuit) et par suite un affaiblissement du courant moteur.

Cet appareil a été construit par M. Ducretet.

Inscripteur du mouvement. — Il était important de savoir d'abord jusqu'où allait la régularité du mouvement. Pour cela, j'adaptai au disjoncteur le petit appareil représenté (*fig.* 5). La came K, dont

on a vu la place dans le disjoncteur, venait à chaque tour de celui-ci presser le ressort R et amener le contact entre la pointe *n* et l'enclume *m*. Le courant d'une pile spéciale, alors fermé, mettait en action un électro-aimant inscripteur ordinaire. Ce dernier traçait une courbe sur un cylindre tournant recouvert de papier noirci, concurremment avec celle des vibrations d'un diapason de M. Kœnig donnant l'ut_1, c'est-à-dire faisant soixante-quatre vibra-

Fig. 5.



tions complètes par seconde. Je me suis borné à compter le nombre des vibrations du diapason correspondant à vingt tours du disjoncteur, et, pour citer les chiffres d'une série, je l'ai trouvé compris *toujours* entre 100 et 101; je puis donc affirmer que le nombre *n* de tours par seconde était compris ce jour-là entre $\frac{20 \times 64}{100} = 12,8$ et $\frac{20 \times 64}{101} = 12,7$, et que par conséquent la vitesse ne variait pas, dans un intervalle de plus de quatre minutes, du centième de sa valeur moyenne.

Une fois assuré de la régularité du mouvement, je substituai au cylindre tournant un simple récepteur Morse, dont j'avais comparé la marche à un chronomètre de Winnerl. Il était facile de déduire du nombre de points compris dans une bande de longueur donnée la valeur absolue de la vitesse à chaque expérience.

Électromètre et sa graduation. — L'instrument de mesure était un électromètre à quadrants de M. Thomson, fabriqué chez MM. Elliott, de Londres; il présente le système de réflecteur communément employé dans les galvanomètres de M. Thomson : un petit miroir concave de 80 centimètres de rayon fixé à l'aiguille. En regard et à 80 centimètres, se trouve une planchette portant une échelle

horizontale, et au-dessous de cette échelle une fente que les Anglais éclairent par une lampe à pétrole. L'image de la fente et même d'un fil qu'on peut tendre en son milieu se produit très-nette sur l'échelle. L'approximation est incontestablement moindre que celle que donnent les lunettes; mais ce procédé présente en revanche l'avantage de n'exiger qu'un coup d'œil que l'on peut jeter rapidement sur l'échelle, tout en opérant. A ce point de vue surtout, je me permets de le recommander aux chercheurs.

L'aiguille demeurait chargée par la communication du condensateur avec un des pôles d'une pile ouverte qui n'a jamais dépassé cinquante éléments zinc-platine-eau.

Cette méthode de charge est très-commode; mais elle demande à être entourée de quelques précautions.

D'abord il faut se prémunir contre la variabilité possible de cette pile; je l'ai fait en m'en référant tous les jours à une batterie de vingt éléments Daniell, soigneusement montés avec des dissolutions toujours identiques de sulfate de zinc et de sulfate de cuivre; je considère ainsi comme négligeables, d'après M. Thomson, les variations de cet élément type que je prends comme unité de force électromotrice ou de différence de potentiel ([1]).

Une cause d'erreurs bien plus considérables peut résulter de la faiblesse de cette charge, à laquelle peuvent devenir aisément comparables les différences de potentiel que l'on veut mesurer.

Dans ce cas une même différence de potentiel des secteurs peut être accusée par des déviations absolument différentes selon la valeur absolue de ces potentiels. Une formule donnée dans le *Journal de Physique* par M. Mascart ([2]) m'a permis d'étudier complétement l'instrument sous ce point de vue, et de tirer même avantage de ce qui paraissait tout d'abord une infériorité.

Si V est le potentiel fixe de l'aiguille, V_1 et V_2 ceux des secteurs, le moment du couple qui tend à dévier l'aiguille, supposée retenue au zéro a une valeur de la forme

$$M = lV(V_1 - V_2) + h(V_2^2 - V_1^2),$$

([1]) *Voir* Thomson, *Reprint of papers on electrostatics and magnetism*; London, 1872, p. 246.

([2]) *Journal de Physique*, t. IV, p. 324 et suiv. (Extrait d'un *Traité d'électricité statique* aujourd'hui paru.)

où l et h sont deux constantes dépendant de l'instrument. J'ai d'abord vérifié la conséquence suivante de cette formule : si les points reliés aux secteurs sont les pôles d'une pile ouverte de force électromotrice totale A, si l'on appelle M_2 le moment du couple de déviation quand le pôle positif communique au sol, M_3 ce moment quand c'est le pôle négatif, et M_1 quand on met au sol le milieu de la pile, on a

$$M_2 = lVA + hA^2,$$
$$M_3 = lVA - hA^2,$$

et

$$M_1 = lVA = \frac{M_2 + M_3}{2},$$

c'est-à-dire que le moment dans le dernier cas est la moyenne arithmétique des deux autres.

Les mêmes piles ouvertes m'ont permis de vérifier la seconde conséquence que voici :

Soit M_1 le moment correspondant au potentiel V de l'aiguille, et V_1, V_2 des secteurs, on a

$$M_1 = lV(V_1 - V_2) + h(V_2^2 - V_1^2).$$

Changeons V en — V, en intervertissant les pôles de la pile de charge : le nouveau moment M_2 sera

$$M_2 = -lV(V_1 - V_2) + h(V_2^2 - V_1^2),$$

qui pourra être de signe contraire ou de même signe que M_1. Retranchons M_2 de M_1, ce qui reviendra, au cas le plus fréquent où les déviations sont de sens contraire, à ajouter leurs valeurs absolues ; on a

$$\frac{M_1 - M_2}{2} = lV(V_1 - V_2),$$

c'est-à-dire la déviation qu'aurait fournie la même différence de potentiel avec deux potentiels égaux et de signe contraire.

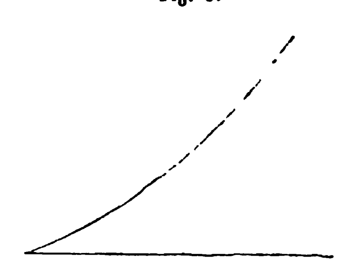
Voici un tableau obtenu avec une pile de charge de cinquante éléments zinc-cuivre-eau, et une pile d'essai de trente éléments zinc-platine-eau.

CHARGE de l'aiguille.	DÉVIATION droite.	DÉVIATION gauche.	SOMME.	MOYENNE.
Milieu au sol.				
—	180	195	375	366,5
+	170	188	358	
Pôle — au sol.				
—	220	220	440	363,5
+	150	137	287	
Pôle + au sol.				
+	215	225	440	365
—	150	160	290	
10[e] *élément du côté négatif au sol.*				
+	170	175	345	362,5
—	185	195	380	

On voit que les nombres de la colonne des moyennes ne diffèrent pas les uns des autres de plus de $\frac{1}{50}$ de leur valeur.

Ce fait établi, j'ai dressé une courbe de graduation de l'instru-

Fig. 6.



ment en reliant aux secteurs des séries successives de 10, 20, 30,... éléments de pile, à milieu fixé au sol, calquant absolument le procédé de graduation du galvanomètre par la lentille à secteurs de MM. de la Provostaye et Desains ; la *fig.* 6 est une réduction

au $\frac{1}{20}$ de la courbe ainsi tracée. J'ai placé entre la pile de charge et l'aiguille un commutateur à bascule permettant une rapide interversion des pôles, et j'ai pu avoir ainsi, par une double mesure, à la fois des nombres toujours comparables entre eux, et être renseigné en même temps sur la valeur absolue des potentiels en jeu.

Soient A l'une de ces déviations, moyenne des deux observations, B l'ordonnée correspondante de la courbe de l'électromètre ; les vingt Daniell donnaient ce jour une déviation a à laquelle correspondait une ordonnée b ; la différence du potentiel est $\frac{20}{b}$ B, l'élément Daniell étant l'unité.

Appareil d'induction. — J'ai employé les deux bobines induites suivantes : la première de diamètre extérieur $7^c,5$ environ, longueur 15 centimètres ; le fil y fait 13 860 tours avec un diamètre de $\frac{1}{4}$ de millimètre, et une longueur approximative de 2500 mètres. Sa résistance mesurée directement est 942 Ohms ; elle provient d'un *schlitten-apparat* de du Bois-Reymond, fabriqué à Heidelberg. La seconde bobine m'a été gracieusement offerte par M. Ruhmkorff ; elle a les mêmes dimensions, avec 7260 spires d'un fil de $\frac{2}{5}$ de millimètre de diamètre, environ 1200 mètres de long ; sa résistance est 164 Ohms. Elle est formée de deux bobines qui peuvent s'accoupler, soit par le bout intérieur du fil enroulé, soit par le bout extérieur.

J'ai construit quatre bobines inductrices qui pénétraient exactement à l'intérieur de l'une ou de l'autre des bobines induites dont elles avaient la longueur : elles sont recouvertes d'un fil de cuivre de 1 millimètre de diamètre ; l'une en a une seule épaisseur, les autres deux, trois et quatre ; elles ne présentent aucune pièce de fer à l'intérieur.

Courant inducteur. — Il était fourni par un élément Daniell moyen modèle, plus ou moins complétement rempli avec des dissolutions bien pures de sulfate de zinc et de sulfate de cuivre ; la résistance en était mesurée par un procédé indiqué dans le *Journal de Physique* (1) ; un rhéocorde de Poggendorff servait à modifier

(1) *Journal de Physique*, t. V, p. 144.

l'intensité du courant, dont une fraction convenable était lancée à volonté dans un galvanomètre de Weber.

Discussion de la méthode; résultats. — Au point de vue théorique, la méthode employée ne semble pas comporter une longue discussion ; voici sur quoi elle s'appuie : 1° après chaque rupture, l'état électrique du fil induit passe identiquement par les mêmes phases : les commutateurs, rhéotropes, disjoncteurs, etc., employés depuis Masson, n'auraient sans cela aucun sens ; 2° la différence de potentiel que présentent les deux extrémités du fil induit à un temps t déterminé après la rupture du courant inducteur, elles la reprendront par conséquent à tous les temps correspondants. Si, à chacun de ces temps t, elles sont mises en relation métallique avec deux corps A et B et que la durée de cette relation soit assez courte pour que la différence de potentiel propre au temps t n'ait pas changé d'une façon sensible, au bout d'un certain nombre de contacts, qui dépendra de la capacité relative du fil induit et des corps A et B, ces derniers auront pris et conserveront la différence de potentiel des extrémités du fil correspondant au temps t considéré, et à partir de ce moment ces contacts ne troubleront plus le phénomène de l'induction que dans les mesures des pertes que pourront éprouver les conducteurs A et B. Ces pertes peuvent être considérées comme nulles avec des contacts se succédant à moins de $\frac{1}{10}$ de seconde d'intervalle, et quand il s'agit de potentiels ne dépassant pas un ou deux cents Daniell.

Si l'on se reporte aux analogies établies et si souvent invoquées par M. Thomson entre la propagation de la chaleur et celle de l'électricité, le potentiel électrique et la température, ou plus simplement à la considération de la charge à refus des anciens électriciens, ce qui précède paraît incontestable.

Au point de vue pratique, il ne me reste que peu de chose à ajouter à la description des appareils. Voici comment se faisait chaque série d'expériences : d'abord toutes les pointes et couteaux servant de contacts étaient soigneusement examinés à la loupe et retouchés quand ils atteignaient, par l'usure, une épaisseur de $\frac{1}{10}$ de millimètre au plus. Je m'assurais ensuite que les deux couteaux f (*fig.* 3) et les pointes g se touchaient bien au même instant; pour cela les extrémités d'une pile ouverte étaient d'abord mises direc-

tement en relation avec les quadrants de l'électromètre et l'on notait la déviation ; je les reliais alors aux bornes et j'amenais les couteaux au contact des pointes ; l'un des couteaux était retouché jusqu'à ce que la déviation fût la même. Le système d'induction étant ensuite mis en place, je plaçais le couteau b de façon que le double contact précédent eût lieu lorsque le courant inducteur était encore fermé ; dans toutes mes expériences l'électromètre resta alors au zéro, ce qui indique que le temps pendant lequel se trouvait fermé le courant inducteur était plus que suffisant pour que tous les phénomènes d'induction correspondant à son établissement fussent éteints. Je faisais marcher enfin degré par degré la vis micrométrique c et je notais les données correspondantes de l'électromètre. On se rappelle qu'un télégraphe Morse me donnait le nombre n de tours du disjoncteur par seconde. Il est aisé d'en conclure le temps correspondant au déplacement d'une division de la vis micrométrique. Le diamètre des roues étant de 1 décimètre, la circonférence est 314 millimètres ; à n tours par seconde, il défilait donc devant le couteau $314\,n$ millimètres par seconde ; d'où le temps correspondant à $\frac{1}{50}$ de millimètre était $\frac{1}{314 \times 50 \times n}$. Le nombre n a été en moyenne de 10, ce qui donne pour le temps considéré $\frac{1}{157000}$ de seconde. Avec la même vitesse, on voit que la durée des contacts des extrémités du fil avec l'électromètre était inférieure à $\frac{1}{314 \times 10 \times 10}$ ou $\frac{1}{31400}$ de seconde.

(*A suivre.*)

POLARISATION CHROMATIQUE DES HOUPPES DANS LES CRISTAUX A DEUX AXES ;

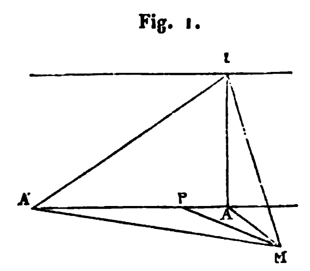
PAR M. J. MACÉ,
Professeur au lycée de Grenoble.

Quand on place dans un microscope polarisant, disposé pour la lumière convergente, une lame cristalline taillée perpendiculairement à l'un des axes optiques, on observe une houppe unique, qui passe par le sommet de cet axe et s'épanouit de part et d'autre

de ce point. Le seul ouvrage où se trouve le calcul de ces courbes est le deuxième volume de l'*Optique* de M. Billet; mais l'équation trouvée, déduite d'une théorie plus générale, est compliquée, et la discussion n'en est pas faite. L'objet de cette Note est de montrer que la forme de ces courbes s'obtient avec la même facilité et par les mêmes calculs que celle des houppes hyperboliques étudiées par de Senarmont. Leur discussion m'a même amené à une propriété rigoureusement exacte, et que l'expérience permet de vérifier.

Prenons pour plan de la figure le plan passant par les deux axes optiques, IA, IA'. Soit IM un des rayons donnant un point de la courbe cherchée, mais peu incliné sur l'axe IA, que je suppose se confondre avec l'axe optique du microscope. Soit M son intersection avec la seconde face du cristal; comme la direction IM est voisine de la normale, on pourra regarder le plan A'IM, quel que soit l'angle des axes, comme normal à la seconde face du cristal. Comme le plan AIM l'est de son côté exactement, on voit que la recherche de la courbe revient à *trouver le lieu des points* M *tels, que l'une des bissectrices de l'angle plan* AMA' *fasse avec* AA' *un angle constant.*

Fig. 1.



Ce qu'il faut remarquer ici, c'est que la solution sera tout à fait générale, et indépendante de l'écartement des axes.

Sans reproduire ici les calculs, identiques du reste avec ceux de de Senarmont, on sait (VERDET, *Optique*, t. II) que le lieu est l'hyperbole

$$xy = \alpha\beta,$$

en prenant pour axes de coordonnées la trace du plan de polarisation passant par le milieu de AA' et la droite perpendiculaire; α et β sont les coordonnées du point A' par rapport à ces axes.

On arrive de la sorte à un premier résultat que l'expérience vérifie immédiatement : c'est que la courbe observée tourne constamment sa convexité du côté où l'autre axe optique rencontre la seconde face du cristal. Ce phénomène est immédiatement observable ; car, dans la plupart des cas, la forme des courbes isochromatiques suffit pour indiquer cette direction.

Il est un autre résultat qui est susceptible de mesure. Transportons, en effet, l'origine au point A. L'équation de la houppe devient

$$(x+\alpha)(y+\beta)=\alpha\beta,$$

ou bien

$$xy+\alpha y+\beta x=0.$$

Posons $\frac{\beta}{\alpha}=u$; u est la tangente de l'angle du plan de polarisation avec le plan des axes optiques. L'équation devient

$$\frac{xy}{\alpha}+y+ux=0,$$

et la tangente en A est $y+ux=0$.

Si donc φ est l'angle de cette tangente avec la direction de la trace du plan de polarisation,

$$\tang\varphi=-u.$$

On arrive donc à cette loi : *La trace du plan des axes sur le plan de projection et la tangente à l'origine de la courbe font des angles égaux, de part et d'autre, avec la trace, sur le même plan, du plan primitif de polarisation.*

Ce n'est autre chose que la traduction d'une propriété connue de l'hyperbole.

Il était impossible de vérifier directement par l'expérience ce résultat, mais on peut le faire facilement pour la loi suivante, qui est une conséquence immédiate de la première :

Si, ayant placé le cristal dans une position quelconque, on le fait tourner d'un certain angle autour de l'axe de l'instrument, la tangente à l'origine de la houppe tourne du même angle, mais en sens contraire du déplacement de la lame cristalline.

Si l'on remarque que, au voisinage du milieu du champ, quel que soit l'angle des axes, la courbe calculée se confond avec la courbe

véritable, on doit en conclure que la loi trouvée est rigoureuse et indépendante de l'approximation qui nous a permis de l'obtenir.

La vérification peut se faire expérimentalement avec une exactitude bien supérieure à celle que j'espérais. Il fut très-facile de transformer un microscope polarisant de Hoffman, de manière à pouvoir donner à la lame cristalline une série de déplacements de 15 degrés en 15 degrés et de mesurer la position de la tangente au moyen d'un micromètre dont on lisait le déplacement sur le limbe supérieur. Le Nicol, à cet effet, avait été rendu indépendant du reste de l'appareil.

La lame expérimentée est une plaque de sulfate de baryte, taillée, il est vrai, perpendiculairement à la ligne moyenne, mais qui, convenablement inclinée, se prêtait parfaitement, par sa transparence, à des mesures exactes.

J'ai fait plusieurs séries de mesures, mais je n'en citerai que deux comme exemples. J'affecte, dans les tableaux ci-dessous, du signe — les angles du micromètre supérieur comptés en sens contraire de ceux du limbe inférieur.

TABLEAU I.

Cristal.	Micromètre.		Moyenne.	Différences.	Différences calculées.
120°	+50°	+50°	+50°.00′		
135	+35	+35	+35.00	−15°.00′	−15°.00′
105	+64	+65	+64.30	+14.30	+15.00

TABLEAU II.

Cristal.	Micromètre.				Moyenne.	Différences.	Différences calculées.
180°	−14°	−15°	−15°		−14°.40′		
165	+ 1	− 1	+ 1	− 1°	0	14°.40′	15°.00′
150	+15	+15	+15		+15.00	29.40	30.00
135	+31	+29	+30		+30.00	44.40	45.00

Il semble évident que, dans cette série, la véritable position initiale du micromètre était 15 degrés. Les deux dernières colonnes deviennent alors identiques.

Quant aux autres séries, je ne trouve qu'une seule mesure pour laquelle l'erreur s'élève à 1 degré, et une seule où elle soit de 40 minutes. Il était difficile d'espérer une plus grande exactitude.

NOTE SUR L'EXPÉRIENCE DU PORTRAIT DE FRANKLIN. — NOUVEAU BRISE-VERRE;

PAR M. A. BARAT,
Professeur au lycée de Nevers.

Pour éviter à l'opérateur la peine de disposer la feuille d'or battu, difficile à manier pour les personnes qui n'en ont pas l'habitude, je me sers d'une lame de verre, dorée par application. La lame d'or, de dimension suffisante, est mise en rapport par ses deux extrémités avec des rubans d'étain qui empiètent très-peu sur elle ; on place la découpure par-dessus, puis une feuille de papier blanc et un coussin de papier. Tout ce système étant placé dans la petite presse et les vis serrées, l'expérience est préparée, et il ne reste plus qu'à faire passer à travers la lame la décharge d'une batterie.

Si l'on démonte l'appareil après le passage d'une seule décharge électrique, on trouve sur la feuille de papier blanc le portrait et la légende qui l'entoure tracés en caractères pourpres ; quant à la lame de verre, elle a gardé intactes les deux portions de la feuille d'or sur lesquelles appuyaient les rubans d'étain ; le reste a teint en pourpre la face inférieure du papier découpé et la portion correspondante du verre, et, sur ce dernier, on voit de pâles lignes d'or dessiner une contre-épreuve du portrait.

J'ai fait passer à découvert une étincelle entre les deux lambeaux d'or restés intacts, et j'ai vu une belle ligne dorée, suivant le contour du profil du portrait, réunir les deux lamelles d'or.

Une même lame de verre peut être employée pour faire successivement deux portraits ; mais les lignes de la deuxième épreuve sont très-fines et la lame de verre est brisée.

Tout le monde sait que la décharge d'une batterie à travers l'appareil du portrait ne produit, ni autant de lumière, ni autant de bruit, que la décharge opérée au moyen de l'excitateur seul. Il peut arriver que l'opérateur, trompé par la faiblesse apparente de la décharge et craignant d'avoir manqué l'expérience, fasse passer, sans avoir démonté l'appareil, une seconde étincelle. Dans ce cas, la lame de verre est constamment brisée : la rupture s'opère toujours

suivant les lignes les plus accusées du portrait; tout le long du profil particulièrement, le verre est comme émietté. Après avoir obtenu ce résultat une première fois par hasard, je l'ai reproduit à dessein plusieurs fois, avec un succès constant.

Il n'est pas inutile de faire remarquer qu'en opérant de la manière que j'indique on peut répéter trois ou quatre fois l'expérience en moins de temps qu'il n'en faut pour faire une seule expérience par la méthode ordinaire. Désormais, si l'on adopte cette manière d'opérer, au lieu d'avoir un livret d'or battu, on se contentera d'avoir une douzaine de feuilles de verre, dorées en leur milieu, lesquelles pourraient se placer dans une boîte à rainures, comme celles que l'on employait autrefois pour livrer les lames de plaque d'argent destinées à recevoir des épreuves daguerriennes. On pourra d'ailleurs, en tous lieux, renouveler sur place la provision de verres dorés quand elle commencera à s'épuiser.

DE L'ABSORPTION DE LA CHALEUR RAYONNANTE PAR LA VAPEUR D'EAU (¹);

PAR M. H. HAGA.

Une des méthodes employées pour évaluer l'absorption de la chaleur rayonnante par la vapeur d'eau consiste à faire passer successivement, entre la pile et la source de chaleur, de l'air sec et de l'air humide (²). On regarde la déviation du galvanomètre comme produite par l'absorption qu'exerce la vapeur mise en expérience. Mais l'air humide n'est pas à la même température que l'air sec : il s'est refroidi par la vaporisation du liquide qu'on l'a forcé de traverser pour se charger d'humidité; l'air sec, au contraire, s'est échauffé dans l'opération même qui l'a desséché. M. Lippmann (³), après avoir rendu compte des expériences de M. Hoorweg, dans ce Journal, a émis l'opinion que cette différence de température en-

(¹) Analyse faite par l'auteur d'une thèse soutenue le 28 juin 1876, à l'Université de Leyde.

(²) TYNDALL, *Contributions to molecular physics in the domain of radiant heat*, p. 394.

(³) *Journal de Physique*, janvier 1876.

traînait des effets de même ordre que ceux qui résultent de l'absorption que l'on veut évaluer. Avant cette époque, j'avais eu déjà la même pensée et j'étais même arrivé à la justifier par l'expérience.

A cet effet, je fis les dispositions suivantes :

De chaque côté de la pile, garnie de cônes réflecteurs, je plaçai à distances à peu près égales un cube de Leslie, dont les côtés étaient de 9 centimètres de longueur, et dont la face latérale était recouverte d'une légère couche de noir de fumée. Les cubes furent remplis d'eau bouillante dont on entretenait la température, en y introduisant de la vapeur. Auprès des cubes et perpendiculairement à l'axe des cônes, je plaçai des écrans très-grands (A), afin que le rayonnement d'un autre objet que la face noircie n'atteignît pas la pile. Ces écrans étaient construits d'une charpente, dont les deux côtés étaient couverts de carton solide, et dont le côté placé en face de la pile était collé de papier noir mat. Des écrans semblables (B) étaient placés parallèlement à l'axe des cônes. L'espace entouré des écrans était de 160 centimètres de longueur et de 135 de largeur. Les écrans A étaient percés d'ouvertures égales à la face du cube, et devant ces ouvertures et les couvrant tout à fait, étaient suspendus de petits écrans de carton par des cordes, qui passaient sur des cramponnets et étaient fixées auprès de la place où se trouvait ma lunette.

Cette lunette était placée au-dessus d'une règle divisée en millimètres, en face du miroir, qui se trouvait dans le galvanomètre; la distance du galvanomètre à la règle était de $5^{m},5$.

Le galvanomètre était construit par Meyerstein; mais, au lieu de l'aimant suspendu à huit fils de cocon, j'en plaçai un de la même forme, mais plus mince, de sorte qu'un seul fil suffit.

Entre la pile et chaque cube étaient placés deux vases cylindriques; ils étaient d'une hauteur de 18 centimètres, et d'un diamètre de $9^{c},5$; à une distance de 4 centimètres du fond était soudé un autre fond, percé d'ouvertures nombreuses.

Dans la paroi, entre les deux fonds, se trouvait un tube, de sorte qu'en y soufflant l'air sortait par le second fond.

Les vases placés d'un côté de la pile furent remplis de fragments de silex mouillés d'eau pure, ceux de l'autre côté de morceaux de chlorure de calcium. Une soufflerie était placée derrière l'un des écrans B. On pouvait ainsi obtenir d'un côté de la pile une co-

lonne d'air desséché, de l'autre côté une colonne d'air humide. On observait la déviation de l'aimant par la lunette; alors, en tirant les cordes, on faisait s'élever les petits écrans; les rayons des cubes de Leslie tombaient sur la pile. On compensait leur effet au moyen d'un écran mobile à vis micrométrique, et l'on observait l'influence des colonnes d'air sortant des vases cylindriques. En faisant descendre l'un des petits écrans, on mesurait la déviation du rayonnement total; mais, comme elle excédait ordinairement les limites de la règle, je joignais deux points du circuit par un fil métallique, de sorte que seulement un courant dérivé causait la déviation. Cette déviation devait être multipliée par 5,25 pour obtenir celle qu'on aurait eue sans l'introduction de la résistance.

L'air sortant des vases cylindriques se répandait peu à peu, et, arrivant dans le cône et à la base de la pile, y causait les effets décrits par M. Magnus ([1]) : l'air desséché faisait évaporer l'eau de la couche, qui se trouve sur la surface de chaque corps, et la chaleur nécessaire à cette évaporation causait une déviation sensible; l'air humide, au contraire, y condensait de la vapeur et causait de même une déviation.

Quand on soufflait l'air par les vases, les colonnes d'air avaient ainsi deux effets : le premier dû à la radiation de l'air froid et chaud; le second, qui était plus énergique et dans le sens contraire, était dû à la susdite cause. Ce second effet ne permettait pas d'observer la déviation définitive ; c'est pourquoi j'ai toujours observé l'arc d'impulsion, de même que celui du rayonnement total; j'ai démontré que, quant à mon thermo-multiplicateur, le rapport entre ces arcs est le même qu'auraient donné les déviations définitives.

J'ai fait mes expériences le soir, le 3 mars, après que la chambre eut été échauffée, de la manière suivante :

I. Les petits écrans se trouvant devant les ouvertures, donc sans source de chaleur, l'air fut soufflé par les quatre vases cylindriques. Déviations :

— 7
— 10,5
— 6,5

([1]) *Pogg. Ann.*, Bd. 118, 121.

II. Les petits écrans furent élevés, la chaleur des cubes fut compensée, l'air fut soufflé. Déviations :

—13
—11

III. La résistance fut introduite, les petits écrans furent successivement descendus devant les ouvertures. Moyenne des déviations :

108

La résistance fut enlevée.

IV. L'air fut soufflé. Déviations :

—13
—13

V. Les petits écrans furent descendus devant les ouvertures, l'air fut soufflé. Déviations :

—10
—10
— 9,5
— 8,5
— 7,5
— 6

VI. Les petits écrans furent élevés, la chaleur des cubes fut compensée, l'air fut soufflé. Déviations :

—11
—14,5

VII. Comme (III). Moyenne des déviations :

112

La résistance fut enlevée.

VIII. L'air fut soufflé. Déviations :

—11,5
—11,5

IX. Les petits écrans furent descendus devant les ouvertures,

l'air fut soufflé. Déviations :

$$-7$$
$$-8$$

La température était de 20 degrés C.

DÉVIATIONS.	
Sans source de chaleur.	Avec source de chaleur.
7	13
10	11
6,5	13
10	13
10	11
9,5	14,5
8,5	11,5
7,5	11,5
6	
7	
8	
8,2	12,3

Le rayonnement total est

$$110 \times 5,25 = 580.$$

La différence de 12,3 et 8,2 est due à l'absorption de la chaleur rayonnante employée par une colonne de vapeur d'eau, longue de 19 centimètres, qui peut exister dans l'air à une température de 20 degrés C., après que la chaleur eut traversé une couche d'air ordinaire.

La valeur de cette absorption sur 100 est donc : 0,71 ; l'erreur moyenne (¹) de 8,2 est 0,45, celle de 12,3 est 0,50; la somme des carrés de ces erreurs, divisée par 5,8, donne 0,11 : l'erreur moyenne, de 0,71.

Le tableau qui suit contient les résultats de mes expériences : le signe contraire des déviations est dû au déplacement mutuel des vases cylindriques.

(¹) L'erreur moyenne $= \sqrt{\dfrac{\Sigma d^2}{n(n-1)}}$.

Longueur de 19 centimètres.

DATE et température.	SANS SOURCE DE CHALEUR			AVEC SOURCE DE CHALEUR			RAYONNEMENT total.	ABSORPTION		
	n.	Déviation.	Erreur moyenne.	*n*.	Déviation.	Erreur moyenne.		Totale.	Sur 100.	Erreur moyenne.
3 mars. 20° C.	11	− 8,2	0,45	8	−12,3	0,50	580	4,1	0,71	0,11
8 mars. 18° C.	10	− 4,75	0,32	10	− 7,8	0,55	640	3,05	0,48	0,11
9 mars. 19° C.	12	−10,2	0,64	11	−14,5	0,63	620	4,3	0,69	0,15
18 mars. 16°,5 C.	10	+ 4,2	0,44	10	+ 8,75	0,54	680	4,55	0,67	0,10
20 mars. 18°,5 C.	12	+ 9,9	0,39	12	+13,3	0,58	660	3,4	0,52	0,10
21 mars. 18° C.	12	+ 7,9	0,60	12	+12,6	0,68	640	4,7	0,73	0,15

Ainsi j'ai obtenu pour la valeur de l'absorption 0,61 pour 100, avec une erreur moyenne de 0,05.

Après avoir démontré que cette valeur reste la même, quand on distribue la même quantité de vapeur d'eau sur une longueur de 50 centimètres, je plaçai, au lieu des deux vases cylindriques, trois vases de chaque côté de la pile. La distance du premier vase, jusqu'au cône, était de 19^c,5. Ces expériences ont été faites de la même manière que celles qui précèdent.

On obtient pour l'absorption la valeur de 0,86 pour 100, erreur moyenne 0,06 pour 100. Quand on calcule de cette valeur celle de l'absorption par une colonne de 19 centimètres, on trouve 0,57 pour 100, erreur moyenne 0,04, tandis que l'expérience directe donne 0,61 pour 100. L'accord est donc aussi satisfaisant que possible. Il résulte de là qu'il n'y a pas de perte de chaleur par la réflexion, quand elle passe de l'air ordinaire dans l'air humide ou desséché, et de ceux-ci dans l'air ordinaire (1).

(1) *Pogg. Ann.*, Bd. 129.

J'ai démontré ensuite que l'effet de l'air humide et desséché ne peut être attribué qu'au courant lui-même et non pas, par exemple, aux vases cylindriques, ni au silex, ni au chlorure de calcium.

Par ces expériences, je fus naturellement conduit à examiner si les autres liquides, en passant à l'état de vapeur, avaient besoin d'une telle quantité de chaleur que l'air et la vapeur sortant des vases eussent aussi un effet sensible sur la pile.

Quant à l'alcool, il en est ainsi, et je ne doute pas que les autres liquides n'aient la même propriété. L'alcool avec lequel j'expérimentais était de 98 à 99 pour 100, et n'avait qu'une odeur faible. Les déviations étant très-grandes, je réduisis la sensibilité du galvanomètre, de sorte que la même source, qui causait auparavant une déviation de 670 millimètres, en causait une de 390. Au lieu des vases cylindriques, j'en plaçai un seul, rempli de fragments de silex, mouillés d'alcool; puis j'en plaçai deux.

Un écran de carton, ayant la même hauteur que le vase, fut placé devant lui. J'ai fait ces expériences d'une manière analogue à celles avec la vapeur d'eau.

On a :

UN VASE CYLINDRIQUE.		DEUX VASES CYLINDRIQUES.	
Absorption.	Erreur moyenne.	Absorption.	Erreur moyenne.
$\frac{49,6}{380} = 12,8$ pour 100	0,65	$\frac{64,1}{370} = 17,3$ pour 100	1,00
$\frac{45}{390} = 11,6$ »	0,62	$\frac{65,2}{390} = 16,7$ »	0,44
$\frac{46,6}{380} = 12,3$ »	0,45	17,0 »	0,55
12,2 »	0,34		

Calculant de l'absorption exercée par la colonne la plus longue celle qui a été exercée par l'autre, on trouve 8,9 pour 100; l'erreur moyenne de 0,3, tandis que les expériences directes donnaient 12,2 pour 100. Cette différence est peut-être due à la réflexion sur le courant de vapeur; au lieu de vases cylindriques, des parallélépipèdes sont préférables, car alors chaque rayon subira deux réflexions, qu'on emploie un ou deux vases.

Si la vapeur d'alcool est thermochroïque, on pourrait avoir des phénomènes donnant naissance à la différence susdite.

On a probablement et *réflexion* et *thermochrose;* mais des expériences postérieures devront décider ces questions.

NOTE SUR L'EMPLOI ET LE CHOIX DES LUNETTES DESTINÉES A CORRIGER LES MAUVAISES VUES;

PAR M. E. DUBOIS,
Professeur au lycée d'Amiens.

On sait que le but des lunettes est de permettre aux myopes et aux presbytes de voir nettement les objets, en les plaçant à la distance D de la vision distincte d'un œil normal. Il s'agit donc, en plaçant un objet à une distance D du centre optique de l'œil, d'en observer une image virtuelle à une distance $D' < D$ pour les myopes, et à une distance $D'_1 > D$ pour les presbytes. La solution du problème est donnée dans tous les Traités de Physique. Une lentille divergente corrige la vue des myopes et une lentille convergente celle des presbytes. Mais, dans le calcul de la distance focale qui convient à une vue donnée, on néglige toujours de tenir compte de la distance de la lentille employée à l'œil, distance qui n'est pas sans importance.

Cherchons la distance focale, f ou f_1, de la lentille, d'épaisseur négligeable, convenant à une vue donnée, et appelons a la distance du centre optique de cette lentille au centre optique, ou mieux au premier point nodal de l'œil. On aura, en appliquant la formule des lentilles et mettant les signes en évidence, pour les myopes,

$$-\frac{1}{D-a}+\frac{1}{D'-a}=\frac{1}{f},$$

d'où

$$(1) \qquad f=\frac{(D-a)(D'-a)}{D-D'};$$

pour les presbytes,

$$\frac{1}{D-a}-\frac{1}{D'_1-a}=\frac{1}{f_1},$$

d'où

$$(2)\qquad f_1 = \frac{(D-a)(D'_1-a)}{D'_1-D}.$$

Ces formules montrent un fait intéressant : c'est que f et f_1 décroissent lorsque a croît; on a, en effet,

$$\frac{df}{da} = \frac{2a-(D+D')}{D-D'}, \qquad \frac{df_1}{da} = \frac{2a-(D+D'_1)}{D'_1-D}.$$

Ces dérivées sont toujours négatives pour

$$a < \frac{D+D'}{2},$$

condition toujours réalisée dans l'emploi des lunettes ; donc, pour une vue donnée, il faudra employer une lentille de distance focale d'autant plus faible qu'on mettra le verre plus loin de l'œil. De là le conseil souvent donné de placer les verres aussi près que possible de l'œil, pour éviter l'emploi de verres trop forts; de là aussi l'habitude des médecins militaires qui appliquent les lunettes contre les yeux des conscrits atteints de myopie.

Les formules (1) et (2) montrent encore que la lentille doit être à foyer d'autant plus court que l'on est plus myope ou plus presbyte.

On a, en effet, pour les myopes,

$$\frac{df}{dD'} = \frac{(D-a)^2}{(D-D')^2},$$

quantité essentiellement positive : donc f décroît quand D' décroît; et pour les presbytes,

$$\frac{df_1}{dD'_1} = \frac{-(D-a)^2}{(D'_1-D)^2},$$

quantité essentiellement négative : donc f_1 décroît lorsque D'_1 croît.

H. HELMHOLTZ. — Bericht betreffend Versuche über die elektromagnetische Wirkung electrischer Convection, etc. (Rapport sur des expériences relatives à l'action électromagnétique de l'électricité transportée par la matière pondérable en mouvement, exécutées par M. Henry Rowland, de Baltimore); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 487, 1876.

La question de savoir si une molécule matérielle chargée d'élec-

tricité positive, se mouvant dans un sens déterminé, produit les mêmes actions qu'un courant électrique dirigé suivant sa trajectoire, a une importance théorique capitale. Le désir de résoudre cette question avait déjà inspiré à M. Helmholtz une expérience ([1]) qui n'a donné qu'un résultat négatif. Nous reproduisons presque intégralement le Rapport de M. Helmholtz sur des expériences nouvelles conduisant à un résultat contraire.

Un disque d'ébonite de 21 centimètres de diamètre, de 5 millimètres d'épaisseur, peut tourner avec une vitesse de 61 tours par seconde autour d'un axe vertical; ce disque est doré sur ses deux faces, sauf autour de l'axe. Il est placé entre deux disques de verre fixes, percés en leur centre pour laisser passer l'axe; la face de ces disques tournée vers le plateau d'ébonite est dorée sur une surface annulaire de 24 centimètres de diamètre extérieur, et 9 centimètres de diamètre intérieur; la dorure est en communication avec le sol. Devant le plateau d'ébonite se trouve une pointe qui en est distante de $\frac{1}{3}$ de millimètre, et peut être mise en communication avec l'une ou l'autre des armatures d'une puissante batterie qui sert de réservoir d'électricité.

Au-dessus du disque de verre supérieur, se trouve suspendu un système astatique, dont les aiguilles, de $1^c,5$ de longueur, sont distantes de 18 centimètres : ce système est enfermé dans une boîte de laiton ; on s'assure que la charge de la batterie et des plaques est sans influence sur le système, lorsque la plaque d'ébonite est immobile. L'influence du magnétisme de rotation s'élimine en changeant le signe de l'électricité du plateau et en maintenant le sens de la rotation : on trouve alors, en faisant tourner la plaque d'ébonite, un changement appréciable dans la position d'équilibre de l'aiguille; celle-ci, dirigée tangentiellement au disque, est déviée comme par un courant dirigé dans le sens de la rotation, ou en sens contraire, suivant que la plaque est chargée d'électricité positive ou négative; le même effet s'observe quand la dorure est enlevée suivant des lignes radiales ou quand le plateau d'ébonite est remplacé par un disque de verre électrisé par des pointes, comme le plateau d'une machine de Holtz.

Pour procéder à des expériences de mesure, le disque d'ébonite

---

([1]) *Voir* ce Journal, t. V, p. 242.

fut doré de nouveau, et la dorure divisée en anneaux circulaires très-fins, dont le premier communiquait avec l'axe; les autres anneaux ne pouvaient prendre aucune charge appréciable sans se décharger sur les anneaux voisins par de très-courtes étincelles; deux plaques électrisées en forme de secteur étaient placées, l'une au-dessus, l'autre au-dessous du disque. Ces secteurs produisent des déviations croissant avec leur étendue, mais qui ne sont réellement appréciables que lorsqu'ils couvrent la moitié de la surface; on n'a donc pu comparer par ce procédé les effets dus à la convection et aux véritables courants qui se superposent dans ces expériences : il a fallu alors évaluer, dans la première méthode (où le disque est électrisé et couvert dans toute son étendue de plaques condensantes), le potentiel de la batterie et du disque, ce qui a été fait au moyen de la Table donnée par Thomson sur la longueur des étincelles. On a supposé ensuite que les formules connues pour des disques infiniment minces s'appliquaient au disque d'ébonite, et que toute la charge de celui-ci était concentrée sur un filet infiniment mince à la périphérie. L'intensité du magnétisme terrestre étant connue, ainsi que la réduction dans l'action de la terre provenant de la disposition astatique du système, on calcule la déviation que produirait sur ce système un courant, dans lequel la même quantité d'électricité passerait dans le même temps par chaque section.

D'après M. Helmholtz, les résultats observés sont très-sensiblement d'accord avec la théorie. Les forces en action sont d'ailleurs très-faibles et n'atteignent pas $\frac{1}{10000}$ de l'intensité magnétique.

A. Potier.

W. WERNICKE. — Ueber die absoluten Phasenänderungen bei der Reflexion des Lichtes und über die Theorie der Reflexion (Changement absolu de phase produit par la réflexion et sur la théorie de la réflexion); *Ann. de Pogg.*, t. CLIX, p. 198; 1876.

Pour expliquer le caractère de la tache centrale, dans l'expérience des anneaux de Newton, on admet que la réflexion de la lumière à la surface de séparation de deux milieux parfaitement transparents s'effectue sans changement de phase, quand le premier milieu a le plus grand indice, et qu'elle est, au contraire, accom-

pagnée d'un changement de phase égal à 180 degrés, quand le second milieu a un indice plus grand que le premier.

Plusieurs physiciens (¹) ayant récemment exprimé des doutes sur l'exactitude rigoureuse de ces valeurs zéro et 180 degrés, pour toutes les substances transparentes et toutes les couleurs du spectre, l'auteur a abordé, par une méthode nouvelle, la question générale du changement de phase produit par la réflexion à la surface de séparation de deux milieux quelconques.

Quand on examine, à l'aide du spectroscope, la lumière réfléchie normalement par une lame mince transparente, le spectre obtenu est sillonné de bandes sombres, correspondant aux couleurs pour lesquelles les deux rayons, réfléchis à l'entrée et à la sortie de la lame, présentent (²) une différence de marche égale à un nombre impair de demi-longueurs d'onde. Pour comparer entre elles les différences de phases produites par la réflexion aux deux surfaces *verre-air* et *verre-eau* par exemple, on formera d'une lame de verre très-mince la paroi antérieure d'une auge, que l'on remplira d'eau à moitié. La lumière, introduite de côté dans le collimateur, est réfléchie par une glace transparente, traverse la lentille et tombe normalement sur la lame mince de verre; les rayons réfléchis sont de nouveau reçus sur le collimateur, traversent la glace transparente et arrivent à l'œil à travers les prismes du spectroscope.

Le champ de vision comprend alors, l'un au-dessus de l'autre, deux spectres cannelés, présentant en regard le résultat de l'interférence des rayons réfléchis à la surface antérieure *air-verre*, avec les rayons réfléchis à chacune des surfaces postérieures *verre-air* et *verre-eau*. Si ces dernières réflexions ne sont pas accompagnées de changements de phases rigoureusement égaux, les cannelures des deux spectres ne seront pas sur le prolongement les unes des autres, et l'échelle de l'appareil spectral permettra d'évaluer les différences, pour autant de valeurs de la longueur d'onde qu'il y a de bandes dans le spectre.

1. *Substances transparentes.* — Comme substances parfaitement transparentes, l'auteur a étudié surtout le verre et l'iodure

(¹) *Voir* Potier, *Comptes rendus*, t. LXXV, p. 617.

(²) Y compris la différence de marche introduite par les réflexions.

d'argent, et il a employé comme liquides l'eau, l'alcool, l'éther, le pétrole, la benzine, l'huile d'olive, le baume de Canada et le sulfure de carbone. L'iodure d'argent, à cause de son indice considérable et par suite de l'intensité de la lumière réfléchie, a paru particulièrement avantageux pour ces recherches. On l'obtient à la surface du verre, en couches extrêmement minces et parfaitement polies, d'une épaisseur égale au plus à 5 ou 6 fois la longueur d'onde d'un rayon de lumière, en faisant agir l'iode sur la surface métallique de miroirs argentés. La lame de verre doit être choisie légèrement prismatique, pour écarter les rayons réfléchis à sa face antérieure.

L'auteur évalue à $\frac{1}{70}$ de longueur d'onde environ la limite des déplacements appréciables dans son appareil. Les expériences ont été exécutées dans des cas très-variés, mais ont toujours conduit à des résultats purement négatifs. Si donc on admet qu'il n'y a pas de changement de phase appréciable, par suite de la réflexion à la surface *verre-air* par exemple, on est obligé d'admettre qu'il n'y en a pas non plus à la surface de séparation du verre, et de tout autre milieu transparent moins dense que lui. C'est la conclusion à laquelle s'arrête M. Wernicke.

2. *Substances colorées à dispersion anomale ou semi-métalliques.* — L'auteur a étudié la fuchsine (chlorure de rosaniline pur), les triphényl-, diphényl-, monophényl-rosaniline, le gris et le violet d'aniline. Ces substances, en solution alcoolique, étaient déposées sur des lames minces de verre jusqu'à une ligne de séparation horizontale ; de sorte que, par l'évaporation de l'alcool, le verre se trouvait à moitié recouvert d'une couche opaque de la substance étudiée. La lame ainsi préparée était exposée normalement en avant du collimateur de l'appareil spectral, auquel elle présentait sa face verre. On pouvait donc comparer les différences de phases produites par la réflexion aux surfaces *verre-air*, *verre-fuchsine* par exemple; et, d'après les résultats du paragraphe précédent, ces différences mesurent la différence de phase absolue correspondant à la réflexion sur la surface *verre-fuchsine*.

L'auteur a établi dans un autre Mémoire (1) que les indices de

(1) *Annales de Poggendorff*, n° 5, 1875.

réfraction de la fuchsine sont supérieurs à ceux du verre, à l'exception des couleurs, dont les longueurs d'onde sont comprises entre 485 et 410 millionièmes de millimètre, c'est-à-dire pour une partie du bleu et du violet. Si la réflexion à la surface *verre-fuchsine* n'était accompagnée que de changements de phases rigoureusement égaux à zéro ou à 180 degrés (suivant les valeurs relatives des indices), il y aurait coïncidence entre les cannelures des deux spectres juxtaposés depuis $\lambda = 485$ jusqu'à $\lambda = 410$ millionièmes de millimètre ; mais au delà les bandes du spectre *verre-fuchsine* seraient reculées, de part et d'autre, de quantités correspondant à un changement de phase de 180 degrés, c'est-à-dire occuperaient le milieu entre les cannelures du spectre *verre-air*.

Le tableau suivant montre comment les choses se passent en réalité ; les nombres de la première colonne sont le numéro d'ordre des cannelures dans le spectre *verre-air ;* dans les colonnes suivantes, λ indique la longueur d'onde correspondante dans l'air, exprimée en millionièmes de millimètre, et $\frac{\delta}{l}$ la valeur de la différence de marche (évaluée en fractions de la longueur d'onde) qui est introduite par la réflexion à la surface *verre-fuchsine*. Enfin $\left(\frac{\delta}{l}\right)$ est la valeur théorique de la même différence, d'après les principes admis jusqu'ici par les physiciens.

Verre-air.	λ	$\frac{\delta}{l}$	$\frac{\delta}{l}$
1	637,5	0,48	0,5
2	619,9	0,46	0,5
3	602,1	0,45	0,5
4	585,5	0,42	0,5
5	572,2	0,37	0,5
6	556,8	0,35	0,5
7	541,7	0,30	0,5
8	526,3	0,33	0,5
9	512,6	0,28	0,5
10	500,2	0,30	0,5
11	487,5	0,23	0,5
12	478,2	0,20	0,0
13	468,4	0,16	0,0
14	458,5	0,15	0,0
15	448,6	0,11	0,0
16	439,4	0,08	0,0
17	430,5	0,10	0,0
18	421,9		

On voit que le passage du changement de phase de 180 degrés à zéro s'effectue ici, non d'une manière brusque, comme cela aurait lieu pour une substance transparente, mais d'une manière continue. D'après l'auteur, on peut résumer les résultats de ses recherches sur toutes les substances à dispersion anomale par les propositions suivantes :

1° *L'absorption produit un retard de phase pour tous les rayons dont les indices de réfraction sont plus grands dans le corps absorbant que dans le milieu juxtaposé ;*

2° *L'absorption produit une avance de phase pour tous les rayons dont les indices de réfraction sont plus petits dans le corps absorbant que dans le milieu juxtaposé ;*

3° *Par suite de l'absorption, le passage subit du changement de phase zéro au changement de phase* 180 *degrés (tel qu'on l'observe dans les milieux transparents, suivant que le rapport de leurs indices est plus petit ou plus grand que* 1) *est remplacé par une variation continue de ce changement de phase.*

3. *Substances métalliques.* — La comparaison de la surface *verre-argent* à la surface *verre-air* s'effectue comme pour la fuchsine. On constate, pour toutes les couleurs du spectre, *un retard à peu près constant, égal à un quart de longueur d'onde.* Les autres milieux métalliques donnent sensiblement le même résultat. Si l'argent était remplacé par un milieu transparent de même indice moyen, le retard serait d'une demi-longueur d'onde.

Nous ne suivrons pas l'auteur dans les considérations théoriques, peut-être insuffisamment développées, par lesquelles il termine son Mémoire. La théorie de la réflexion, donnée par Cauchy, est visiblement insuffisante ; l'auteur cherche, en s'appuyant sur la théorie de la dispersion anomale proposée par Helmholtz, à trouver des relations qui permettent de calculer le changement de phase produit par la réflexion, à l'aide de données expérimentales connues : notamment l'angle de polarisation maximum et le rapport des amplitudes principales, ainsi que l'indice de réfraction. Les résultats relatifs à la fuchsine ne s'accordent pas très-bien avec l'expérience ; ceux qui se rapportent à l'argent ne s'y adaptent plus du tout. M. Wernicke croit pouvoir en conclure que la théorie de la réflexion devra être modifiée profondément, et dans les principes mêmes qui lui servent de base. E. Bouty.

S.-P. THOMPSON. — On some phenomena of induced electric sparks (Sur quelques phénomènes d'étincelle électrique produite par influence); *Philosophical Magazine*, p. 191, septembre 1876.

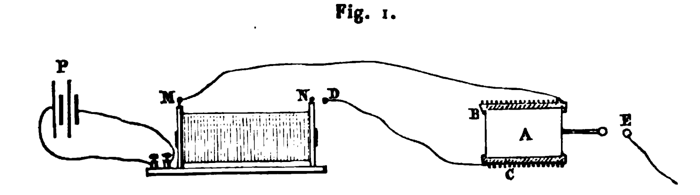
Au mois de novembre 1875, MM. Eclison et Batchelor remarquèrent que, lorsqu'on interrompt rapidement un courant qui passe dans les bobines d'un électro-aimant, on peut, au moment de l'interruption, tirer de petites étincelles du noyau de fer, si l'appareil et la pile sont isolés. La substitution d'un métal quelconque au fer ne change pas les phénomènes, les étincelles sont surtout brillantes avec le zinc amalgamé; on les observe facilement entre deux crayons de graphite dans une boîte noircie.

On peut aussi tirer des étincelles d'un conducteur voisin de l'électro-aimant. L'absence apparente de polarité de la décharge, d'action sur le galvanomètre et l'électroscope et d'effets physiologiques avait conduit à l'hypothèse d'une nouvelle force [1].

M. Thompson a augmenté la puissance des étincelles en réunissant l'une des extrémités du fil avec un des pôles d'une bobine d'induction; l'autre extrémité étant maintenue à une distance variable de l'autre pôle. Une interruption de 10 millimètres donne de petites étincelles sans action sur le galvanomètre et le plan d'épreuve; l'effet augmente lorsque l'écart est de 20 millimètres et *devient nul lorsque les fils sont en contact.*

L'appareil fut ensuite modifié, de façon à augmenter la surface du conducteur. Un conducteur A, de large surface, dont la coupe est représentée *fig.* 1, est recouvert d'une couche isolante B, sur laquelle s'enroule un fil isolé MCD réuni au fil induit. Les étincelles

Fig. 1.



qui jaillissent en E deviennent de plus en plus puissantes lorsque

[1] BEARD, *Quarterly Journal of Science*, avril 1876.

ND augmente jusqu'à 30 millimètres; elles agissent fortement sur les nerfs de la peau : l'éclat et la longueur augmentent encore lorsque la décharge en aigrettes remplace les étincelles par un écart d'environ 50 millimètres, surtout lorsque N est réuni au sol.

Dans les tubes de Geissler, les deux extrémités sont semblables : des éclairs apparaissent accidentellement à l'une ou à l'autre; le courant induit direct produit seul l'illumination du tube.

Avec un miroir tournant, on constate que les décharges partent alternativement de chaque extrémité; les éclairs correspondent à deux décharges consécutives dans la même direction.

Le miroir d'un galvanomètre réflecteur à long fil éprouve un mouvement de plus en plus marqué, à mesure que la distance ND augmente, mais sans déviation permanente; la décharge en aigrettes produit une déviation de plus en plus grande, jusqu'à ce qu'une étincelle éclate accidentellement en D; l'aiguille est alors brusquement repoussée en sens contraire; les oscillations violentes coïncident avec les éclairs des tubes lumineux.

On réunit le conducteur au bouton d'un électroscope; les feuilles d'or ne divergent pas, mais elles s'écartent, puis retombent brusquement à chaque étincelle tirée du bouton ou du conducteur.

Le résidu, lorsqu'on éloigne rapidement la main, est tantôt +, tantôt —.

Pendant toutes ces expériences, les conducteurs voisins présentent des phénomènes analogues.

On peut expliquer ces faits en remarquant qu'une charge électrique s'accumule sur C pour vaincre la résistance de l'air en D; cette charge agit par influence sur A, et les deux étincelles, qui éclatent presque simultanément, produisent en E des décharges alternatives de sens contraires. L'interruption en D est nécessaire pour produire cette accumulation de fluide. Les premières expériences s'expliquent de même : l'extra-courant accumule dans le fil interrompu des charges qui agissent par influence sur le noyau métallique. On constate, en effet, que si l'on complète le circuit de l'extra-courant par une bobine de résistance convenable, ou même par une goutte d'eau entre les pointes de l'interrupteur, les étincelles cessent de se produire.

C. Daguenet.

W.-G. ADAMS. — On the change produced by magnetization in the electrical resistance of iron and steel (Sur le changement produit par l'aimantation dans la résistance électrique du fer et de l'acier); *Phil. Mag.*, t. I, p. 153; 1876.

Exposé succinct d'un travail dont nous ne reproduirons que les conclusions :

1° L'effet du passage d'un courant au travers d'un barreau d'acier dur est de diminuer sa résistance, et, au travers d'une barre de fer doux ou d'acier doux, d'accroitre la résistance.

2° Quand une barre d'acier dur est aimantée par un courant à la façon ordinaire, il y a une diminution de résistance proportionnelle au carré du courant, jusqu'à une certaine limite.

3° L'acier doux ou le fer doux, aimanté longitudinalement ou transversalement, éprouve dans les mêmes conditions un accroissement de résistance proportionnel au carré du courant d'aimantation.

E. Duclaux.

E. ROOT. — Zür Kenntniss der dielektrischer Polarisation (Sur la polarisation diélectrique); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 425, 1876.

L'auteur s'est proposé de mettre en évidence l'existence de la polarisation diélectrique et l'opposition, indiquée par Faraday, entre la conductibilité et cette polarisation.

Il fait usage d'un condensateur dont les faces peuvent être mises en communication avec les pôles de batteries puissantes (1000 Daniell ou 5000 Gassiot); il s'est ménagé la possibilité de changer jusqu'à 6000 fois par seconde le sens de l'électrisation.

En suspendant des plaques ou des boules cristallines entre les deux plaques du condensateur, et mesurant par la méthode des oscillations la force directrice de ces corps sous l'influence des charges des armatures, on trouve cette force indépendante du nombre des commutations, une fois que celui-ci dépasse 400 par seconde. L'auteur en conclut que la polarisation diélectrique est complète en moins de 0″,00008.

D'un autre côté, une plaque suspendue entre les armatures

change son orientation de 180 degrés, si au bout de très-peu de minutes on change le signe de l'électrisation : ce que l'auteur, suivant les idées de Faraday, attribue à la conductibilité de la substance, et il estime à $0'',0208$, pour l'arragonite, le temps nécessaire pour que l'influence de cette conductibilité soit sensible, cette influence croissant naturellement avec le temps.

En suspendant des boules cristallines, de manière à faire coïncider successivement les trois axes d'élasticité optique avec l'axe de suspension dans un champ diélectrique changeant de signe un grand nombre de fois par seconde, on vérifia que la constante diélectrique varie dans les diverses directions comme l'indice de réfraction; que si, par exemple, on suspend une boule de spath, de manière que son axe optique soit horizontal, il se placera parallèlement aux armatures; tandis que, si l'on ne fait pas changer les électricités de celle-ci, il se placera perpendiculairement, au bout d'un certain temps, parce que la conductibilité est meilleure suivant l'axe.

L'auteur a mesuré les rapports des forces directrices pour des sphères, plaques et lentilles de quartz, spath, topaze, tourmaline, soufre et arragonite. Quand les résultats ont été nets, le rapport de ces forces a toujours été plus voisin de l'unité que ne l'exige la théorie de Maxwell, et la différence d'autant moins forte que le corps était plus réfringent. M. Root en conclut que la conductibilité, cause de ce désaccord entre la théorie et l'expérience, est d'autant moins grande que la constante diélectrique est plus forte.

Ces expériences sont fort délicates, surtout à cause de l'influence des fentes difficiles à éviter complétement dans des cristaux clivables; elles ne paraissent pas non plus permettre des conclusions numériques rigoureuses. En effet, les formules qui donnent les couples directeurs pour un cristal dont l'axe de suspension coïncide successivement avec les trois axes d'élasticité, indiquent que le carré du nombre des oscillations autour de l'axe moyen est égal à la somme des carrés de ces mêmes nombres pour les deux autres axes; et cette relation, indépendante de la théorie de M. Maxwell, n'est pas vérifiée à 10 pour 100 près par les nombres de M. Root.

A. Potier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome IX. — Octobre 1876.

Raoul Pictet. — *Application de la théorie mécanique de la chaleur à l'étude des liquides volatils; relations simples entre les chaleurs latentes, les poids atomiques et les tensions des vapeurs*, p. 180.

5e série. — Tome IX. — Novembre 1876.

M. Berthelot. — *Recherches thermiques sur la formation des éthers*, p. 289.

J. Moutier. — *Sur la condensation électrique*, p. 409.

M. Berthelot. — *Remarque sur l'existence réelle d'une matière formée d'atomes isolés, comparables à des points matériels*, p. 423.

5e série. — Tome IX. — Décembre 1876.

Des Cloizeaux. — *Mémoire sur l'existence, les propriétés optiques et cristallographiques, et la composition chimique du microcline, nouvelle espèce de feldspath triclinique à base de potasse, suivi de remarques sur l'examen microscopique de l'orthose et des divers feldspaths tricliniques*, p. 533.

E. Maumené. — *Mémoire sur la nouvelle méthode alcoométrique pour la distillation des spiritueux alcalisés*, p. 496.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome II. — Décembre 1876.

G. Chrystal. — *Sur la déviation bilatérale et unilatérale du galvanomètre*, p. 402.

E. Ketteler. — *Essai d'une théorie de la dispersion anomale, dans les milieux isotropes et dans les milieux biréfringents*, p. 414.

William Ackroyd. — *De l'absorption*, p. 423.

Lord Rayleigh. — *Résistance des fluides*, p. 430.

Lord Rayleigh. — *Note d'Hydrodynamique*, p. 441.

Forel. — *Notes sur les seiches des lacs suisses*, p. 447.

Van der Mensbrugge. — *Application de la Thermodynamique à l'étude des variations de l'énergie potentielle des surfaces liquides. — Diverses conséquences*, p. 450.

Robert Sabine. — *De l'électricité dégagée entre les surfaces mercurielles, et mouvement produit dans le mercure par la désoxydation*, p. 481.

Alfred-M. Mayer. — *Recherches d'acoustique* (n° 8), p. 500.

E. Ketteler. — *Essai d'une théorie de la dispersion anomale, dans les milieux isotropes et dans les milieux biréfringents*, p. 508.

Oliver-J. Lodge. — *Sur une explication mécanique des phénomènes thermo-électriques*, p. 524.

SUR UNE PROPRIÉTÉ D'UNE SURFACE D'EAU ÉLECTRISÉE ET SUR LA POLARISATION DES ÉLECTRODES;

PAR M. G. LIPPMANN.

Lorsqu'on veut montrer la décomposition de l'eau par l'électricité, on emploie d'ordinaire un voltamètre muni de deux électrodes dont l'une sert à l'entrée, l'autre à la sortie du courant de pile. Cette disposition est commode pour produire une abondante décomposition de l'eau; mais elle constitue une expérience relativement complexe, et dont la complexité a pu masquer certaines conséquences de la loi élémentaire de l'électrolyse. Ce sont ces conséquences que nous allons essayer de démontrer.

On peut effectuer la décomposition de l'eau en n'employant qu'une seule électrode, ainsi que l'ont montré, sous diverses formes, MM. Buff, Grove, Andrews et Soret. L'expérience peut se faire de la manière suivante. Une masse d'eau isolée est contenue dans un vase en verre, de manière à constituer l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde. Cette masse d'eau est munie d'une électrode à la Wollaston, c'est-à-dire d'un fil de platine fin englobé dans du verre et ne touchant l'eau que par sa section extrême. Cela posé, on met le fil de platine en communication avec le conducteur d'une machine électrique. On voit alors un chapelet de fines bulles de gaz (oxygène) se dégager à la pointe qui sert d'entrée au flux d'électricité positive. Lorsque l'appareil est chargé, un seul des éléments de l'eau, l'oxygène, a été mis en liberté. Qu'est donc devenu l'hydrogène correspondant?

Tant que la masse d'eau reste chargée, cet hydrogène reste en excès. Si l'on décharge la masse d'eau, cet hydrogène se dégage à la pointe de platine, parce que celle-ci sert à ce moment d'électrode de sortie; remarquons que, d'après la loi de Faraday, la même charge électrique, qui dégage à l'entrée 1 équivalent d'oxygène, dégage à la sortie précisément 1 équivalent d'hydrogène. Ainsi l'eau, en revenant à l'état neutre, reprend sa composition normale; mais, pendant qu'elle est électrisée, elle contient un excès d'hydrogène proportionnel à la charge électrique qu'elle a reçue.

Il est clair que, si l'oxygène seul se dégage, l'hydrogène reste en excès; mais, demandera-t-on, ne se peut-il pas que l'hydrogène soit mis en liberté au sein du liquide ou bien à sa surface, au fur et à mesure que l'oxygène qui lui correspond se dégage à la pointe de platine? D'après cette manière de voir, tout se passerait comme s'il y avait dans le liquide deux électrodes, l'une constituée par la pointe de platine, et l'autre en quelque sorte diffuse ou de grande surface.

L'objection qui vient d'être rapportée ne peut guère être réfutée par une expérience directe, car les quantités de gaz mises en jeu sont assez faibles pour échapper facilement à l'observation si elles étaient disséminées. Mais on peut montrer nettement l'impossibilité de l'hypothèse qui vient d'être exposée, en considérant les quantités de travail chimique et électrique mises en jeu pendant l'expérience. On peut faire cette démonstration de plusieurs manières.

Première démonstration. — Pendant que l'eau acquiert sa charge, une quantité d'électricité Q passe du platine, où le potentiel électrique est V_0, à l'eau où le potentiel est V_1. Le travail électrique correspondant est donc égal à $(V_0 - V_1)Q$ ou bien à $(Pt_o) \times Q$, en désignant par (Pt_o) la différence de potentiel qui existe entre une électrode du platine, où se dégage de l'oxygène, et l'eau. Pendant la décharge, la même quantité d'électricité Q repasse de l'eau où le potentiel est V'_1 au platine où le potentiel est V'_0. Le travail électrique correspondant est donc égal à $(V'_1 - V'_0)Q$ ou bien à $-(Pt_h) \times Q$, en désignant par (Pt_h) la différence de potentiel qui existe entre une électrode de platine où se dégage l'hydrogène et l'eau. La somme des travaux électriques correspondant à la charge et à la décharge est donc égale à

$$[(Pt_o) - (Pt_h)]Q.$$

Or, dans un voltamètre à deux électrodes traversé par un courant de pile, la différence de potentiel des deux fils de platine est précisément $(Pt_o) - Pt_h$, et le travail électrique correspondant au passage de la quantité d'électricité Q a donc également pour expression le produit écrit ci-dessus. Dans un voltamètre à deux électrodes, ce travail électrique correspond à la décomposition de

Q équivalents d'eau. Or, si, dans l'appareil à une seule électrode, il se dégageait pendant la charge, d'une part, Q équivalents d'oxygène au platine et Q équivalents d'hydrogène dans le sein de l'eau et ensuite Q équivalents d'hydrogène au platine et Q équivalents d'oxygène dans l'eau, il y aurait en tout 2Q équivalents d'eau décomposée. On ne peut admettre que le travail électrique qui correspond à la décomposition de Q équivalents d'eau puisse, dans l'appareil à une électrode, en décomposer une quantité double. Donc, dans l'appareil à une seule électrode, le phénomène de la charge ou bien celui de la décharge, pris séparément, correspondent à la mise en liberté d'un seul des éléments de l'eau. Chacun d'eux produit une *demi-décomposition* de l'eau; il faut la somme des deux phénomènes pour mettre en liberté l'un et l'autre des éléments de l'eau.

Deuxième démonstration. — Nous nous proposons de montrer qu'il ne peut y avoir mise en liberté d'un élément de l'eau qu'à la surface de contact de l'eau et d'une électrode d'autre matière. Il suffit évidemment pour cela de montrer que, dans une masse d'eau homogène, aucune décomposition chimique n'accompagne les déplacements d'une charge électrique.

A cet effet, considérons une sphère d'eau isolée S et une sphère de cuivre électrisée C. Les deux sphères s'attirent avec une force dirigée suivant la ligne des centres. On peut faire tourner la sphère C autour de la sphère S en maintenant la distance des deux sphères constante; ce mouvement n'exige aucune dépense de travail, puisque le mouvement se fait dans une direction perpendiculaire à la force.

Dans ce mouvement, la distribution d'électricité développée par influence sur la sphère S se déplace en suivant la sphère C. Le mouvement d'électricité qui en résulte dans la sphère S ne peut y mettre en liberté les éléments de l'eau; car autrement on décomposerait l'eau à l'aide du mouvement de la sphère C, lequel mouvement n'exige aucune dépense de travail.

Ainsi la considération du travail chimique montre que la quantité d'énergie électrique dépensée au passage d'*une* seule électrode est insuffisante pour mettre en liberté les *deux* éléments de l'eau, et qu'ainsi la théorie confirme l'observation. Lorsqu'on électrise

positivement une masse d'eau isolée, on en dégage de l'oxygène; l'hydrogène correspondant reste fixé jusqu'au moment de la décharge. Cet hydrogène *dissimulé* est en quantité proportionnelle à la charge électrique acquise. Il en résulte que cet hydrogène en excès se trouve réparti à la surface électrisée de la même façon que la charge électrique. En effet, si l'on évide un conducteur quelconque, et en particulier une masse d'eau électrisée, en enlevant des masses d'eau quelconques dans son intérieur, mais sans modifier la surface, on ne change pas la charge que ce conducteur reçoit dans des circonstances données, et qu'il cède ensuite au moment de la décharge; en d'autres termes, un conducteur creux se comporte exactement comme un conducteur plein de même forme. On ne change donc pas la quantité d'hydrogène dissimulé, en enlevant une portion intérieure quelconque de la masse d'eau; donc cet hydrogène se trouve réparti à la surface de l'eau. Dans le cas où la masse d'eau forme l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde, cet hydrogène se trouve, comme la charge électrique, presque en totalité à la surface de contact du verre et de l'eau.

Une quantité d'électricité Q, en pénétrant dans la masse d'eau, dégage à l'électrode d'entrée Q équivalents d'oxygène; il reste donc Q équivalents d'hydrogène en excès ou dissimulés, et, en effet, Q unités d'électricité dégagent en sortant de la masse d'eau précisément Q équivalents d'hydrogène. On doit tirer de là deux conséquences :

1° Les actions chimiques ou physiques (oxydation, diffusion) sont sans effet aucun sur l'hydrogène dissimulé, tant que ces actions ne diminuent pas la quantité Q, c'est-à-dire tant que, en appliquant ces actions, on ne détruit pas l'isolement électrique de la masse d'eau;

2° Inversement, toute action qui diminue la charge électrique Q doit diminuer dans le même rapport la quantité d'hydrogène dissimulé.

L'étincelle et l'effluve électriques sont du nombre de ces dernières actions. Et, en effet, cette conclusion a été vérifiée par l'expérience : par Faraday pour le cas des effluves ou de la décharge par aigrettes; par M. Buff pour le cas de l'étincelle; M. Buff a même vérifié que la quantité d'hydrogène (ou d'oxygène) mise en liberté par les étincelles est proportionnelle à la quantité d'électricité positive

(ou négative) soutirée par ces étincelles, conformément à ce qui a été établi dans ce travail.

On sait que Faraday a été guidé dans toutes ses recherches par une idée constante; rejetant l'hypothèse d'actions électriques à distance comme une abstraction stérile, il a cherché à ramener à des lois communes les phénomènes qui ont lieu à distance sensible et les phénomènes qui ont lieu de proche en proche au contact apparent. Les résultats que nous avons établis permettent peut-être de compléter sur un point le rapprochement cherché par Faraday.

On a remarqué depuis longtemps que le système formé par une masse d'eau et une lame de platine plongeant dans cette eau possède les propriétés électriques d'un condensateur à lame extrêmement mince, dont l'armature intérieure serait formée par l'eau et l'armature extérieure par le platine, condensateur où la capacité serait très-grande, et où les limites entre lesquelles peut varier la différence de potentiel entre les armatures seraient très-rapprochées: ces deux propriétés sont des conséquences nécessaires de la minceur de la lame isolante.

D'autre part, on a observé que, lorsque le potentiel de l'eau devient plus élevé que celui du platine, il y a accumulation d'hydrogène à la surface de séparation des deux corps. Cette accumulation d'hydrogène a été regardée jusqu'ici comme particulière aux systèmes formés par un liquide et une électrode polarisables. Or nous avons vu qu'un condensateur ordinaire, c'est-à-dire formé de deux conducteurs séparés par une distance sensible, jouit également de cette propriété de retenir de l'hydrogène dissimulé en quantité proportionnelle à la charge positive, ou de l'oxygène dissimulé en quantité proportionnelle à la charge négative. Sur ce point donc l'analogie est complétée.

De plus, on a montré plus haut que, lorsqu'il y a décharge entre la masse d'eau et le corps éloigné qui fait fonction d'armature extérieure, il y a dégagement d'hydrogène ou d'oxygène, suivant que le passage du fluide positif a lieu de l'eau vers l'intérieur ou en sens contraire.

Le même fait se produisant pour le système formé par l'eau et le platine en contact apparent a pour conséquence le dégagement gazeux qu'on observe en effet aux électrodes. Nous ne pouvons achever de développer ici l'analogie que nous avons signalée et qui

s'étend aux forces mécaniques développées dans les deux systèmes.

SUR LES PHÉNOMÈNES D'INDUCTION;

PAR M. L. MOUTON.

(SUITE ET FIN.)

Résultats obtenus. — 1° Une différence de tension s'accuse entre les deux extrémités du fil induit au bout d'un temps que je crois pouvoir affirmer moindre que 4 millionièmes de seconde après la rupture métallique du courant inducteur. Le retard observé par M. Blaserna dans la production du courant d'induction, lorsque les deux bobines sont séparées, serait donc insensible quand la bobine induite recouvre immédiatement la bobine inductrice.

2° Cette différence de potentiel va en croissant : elle est de sens tel que, si les deux extrémités du fil induit étaient réunies par un conducteur, elle donnerait lieu au courant induit direct des théories ordinaires de l'induction ; il n'est pas douteux que ce serait elle qui produirait tout ou partie de l'étincelle dite d'induction au cas où les deux extrémités du fil induit ne seraient séparées que par une mince couche d'air ou une colonne d'un gaz raréfié.

3° Aucun phénomène d'étincelle ou de courant n'ayant pu se produire, la différence de potentiel, après avoir atteint un certain maximum, diminue, retombe à zéro, puis change de signe, atteint un nouveau maximum en sens inverse, pour revenir à zéro et se reproduire en sens inverse, etc. : en un mot, elle oscille de part et d'autre du zéro.

4° Les temps qui séparent deux zéros consécutifs sont rigoureusement égaux, à l'exception du premier, toujours plus long.

5° Ces temps diffèrent avec les bobines induites employées ; mais, pour une bobine donnée, ils sont indépendants du nombre de spires qui composent la bobine inductrice et de l'intensité du courant inducteur, du moins dans les limites indiquées plus haut où j'ai opéré.

6° La durée de la première période, en prenant pour unité de temps le millième de seconde que je désigne par σ, a toujours été comprise, pour la bobine de 13860 tours, entre $0^\sigma,108$ et $0^\sigma,112$, soit environ $0^\sigma,110$; elle a été pour la seconde bobine $0^\sigma,035$.

7° La durée commune aux périodes isochrones qui suivent la première a été comprise pour la bobine la plus longue entre $0^\sigma,076$ et $0^\sigma,077$: elle a été pour l'autre de $0^\sigma,023$ à $0^\sigma,025$.

8° Si l'on met dans l'intérieur de la bobine inductrice des fils de fer doux, leur effet est d'allonger la première période seulement, les autres reprenant les valeurs précédentes. Ainsi, des morceaux de fil de fer de 1 millimètre de diamètre étant introduits dans la bobine, successivement au nombre de 10, 20, 40, les durées correspondantes de la première période (bobine longue), au lieu de $0^\sigma,110$, ont été $0^\sigma,144$, $0^\sigma,153$, $0^\sigma,171$, et, pour les périodes isochrones, $0^\sigma,076$ comme plus haut.

9° La durée des oscillations isochrones paraît donc ne dépendre que de la bobine induite elle-même. Bien que n'ayant opéré que sur deux bobines, je me permettrai de faire remarquer la relation suivante : les durées des oscillations isochrones pour les deux bobines sont entre elles comme les quotients de la longueur des fils par leur diamètre. Ce quotient serait ainsi une espèce de résistance à un flux électrique parcourant les surfaces et dans laquelle le périmètre remplacerait la section. Si l'on se reporte, en effet, aux longueurs et diamètres des fils des deux bobines décrites plus haut, on a $\frac{2500}{0,25} : \frac{1200}{0,4} = 3,4$; le rapport des temps est $\frac{0,077}{0,023} = 3,3$. Comme vérification, on doit encore trouver le même nombre pour le rapport des produits des résistances ordinaires de Ohm par les diamètres, et en effet on a $\frac{942 \times 0,25}{164 \times 0,4} = 3,5$.

10° Lorsque la bobine induite est formée d'une seule partie, de sorte que l'une des extrémités du fil se trouve à l'intérieur de la masse enroulée et l'autre à l'extérieur, la première reste pendant toute la durée du phénomène à un potentiel *à peu près* nul; la différence mesurée représente ainsi tout entière le potentiel du pôle extérieur. Si la bobine est formée de deux bobines semblables, reliées soit par leurs extrémités intérieures, soit par leurs extré-

mités extérieures, les deux pôles libres ont à chaque instant des potentiels égaux et des signes contraires.

Ce fait entraîne la conséquence suivante : si l'on veut essayer de tirer des étincelles des pôles isolés d'une bobine Ruhmkorff en en approchant un conducteur en relation avec le sol, un seul pôle en fournira dans les bobines petit modèle non cloisonnées, où l'enroulement est unique; tandis que les deux pôles en donneront indistinctement dans les bobines grand modèle, où le cloisonnement produit une symétrie entre les deux parties du fil induit.

11° L'appareil d'induction restant le même, si l'on change l'intensité du courant inducteur, les valeurs du premier maximum, le seul dont je me sois occupé dans ce cas, croissent plus vite que proportionnellement aux intensités du courant inducteur; mais, si l'on considère les valeurs des intégrales $\int_0^\theta E\,dt$, où E désigne la différence de potentiel fonction du temps et θ le temps compris entre le début et le premier zéro, ou, ce qui revient au même, les aires de la première boucle de la courbe générale : ces valeurs sont exactement proportionnelles aux intensités du courant inducteur.

Exemple : courants, 1, 2, 3; premiers maximum, 18, 40, 63; aires 140, 281, 428.

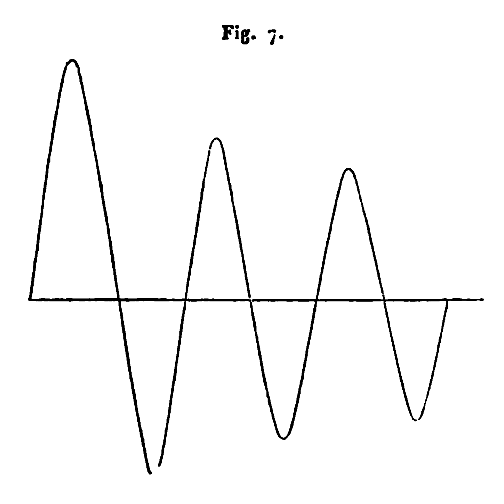
12° L'intensité du courant inducteur restant la même, les valeurs du premier maximum croissent plus vite que proportionnellement aux nombres de couches de spires composant la bobine inductrice; mais les aires $\int_0^\theta E\,dt$ leur sont encore proportionnelles. *Exemple :* nombre de couches, 1, 2, 3, 4; premiers maximum : 28, 61, 104, 150; aires : 90, 182, 300, 393. (Il y a ici une erreur par excès, que j'ai toujours trouvée dans ce sens.)

13° L'introduction de dix morceaux de fil de fer doux dans la bobine inductrice a fait monter le premier maximum de 18 à 50, et l'intégrale $\int_0^\theta E\,dt$ de 140 à 457.

14° La (*fig.* 7) représente les six premières boucles de la courbe complète représentant les différences de potentiel par lesquelles passent, après la rupture du courant inducteur, les extrémités du fil induit, dans les conditions que je vais spécifier. De l'inspection

de cette figure, il résulte que les maximum diminuent assez lentement pendant la période oscillatoire ([1]).

Fig. 7.



Il est probable que le nombre des oscillations est théoriquement infini, ce qui revient à dire qu'on en observera d'autant plus qu'on les produira plus intenses et qu'on emploiera des instruments de mesure plus sensibles. Aussi je ne me suis pas attaché à ce point, et les six boucles qui sont ici représentées sont tout ce que me permettait d'obtenir mon disjoncteur, dans la construction duquel je n'ai pas hésité à sacrifier la poursuite du phénomène aux avantages de rigueur et de sûreté qu'offre toujours une vis micrométrique de peu d'étendue. Dans mes premières expériences ([2]), faites avec un instrument moins précis, j'ai compté plus de trente oscillations, et le vingtième maximum était encore accusé par une déviation de 160 à l'échelle de l'électromètre.

Je donne, en même temps que la courbe qui précède, la série d'expériences dont elle est la traduction. Cette série a été obtenue le 3 mai 1876; la bobine induite était celle de 13 860 tours; la bobine inductrice avait deux épaisseurs de spire, sans fer à l'intérieur. La pile inductrice était un élément Daniell, demi-grandeur,

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 3 janvier, 12 juin et 10 juillet 1876.

([2]) Voir *Comptes rendus* du 3 janvier 1876.

rempli au $\frac{2}{3}$ environ de dissolutions bien pures de sulfate de zinc et de sulfate de cuivre; sa résistance était 4,5 unités Siemens; le courant traversait en plus une résistance de 1,5 unité Siemens. La vitesse de rotation du disjoncteur était telle, que l'unité de la colonne **1**, qui est le temps correspondant à l'une des vingt-cinq divisions du limbe de la vis micrométrique, était $0^s,000045$; l'unité de la colonne **2** est la force électromotrice d'un Daniell, c'est-à-dire la différence de potentiel que présentent les deux pôles d'un élément Daniell ouvert:

1.	2.	1.	2.	1.	2.
$1^t.06^{div.}$	0	$2^t.21^{div.}$	$4,0^{gauche.}$	$4^t.05^{div.}$	0,0
07	$7,0^{droite.}$	23	$12,0^{droite.}$	07	$12,0^{droite.}$
12	34,4	3.02	34,4	10	25,0
18	61,7	04	41,4	14	34,4
24	36,8	08	32,3	18	25,0
2.03	9,0	12	7,0	22	5,0
05	0	14	$5,0^{gauche.}$	24	$4,0^{gauche.}$
07	$18,0^{gauche.}$	17	23,0	5.02	19,4
09	32,0	20	36,8	07	31,6
14	46,0	22	36,8	13	12,0
17	36,0	4.01	23,6	16	$9,0^{droite.}$

Dans le dessin de la (*fig.* 7) $\frac{1}{2}$ millimètre représente en abscisse un temps égal à $0^s,0000045$ et en ordonnée la différence de potentiel, force électromotrice d'un Daniell. L'origine des coordonnées ou des temps est l'instant de la rupture métallique du courant inducteur, à partir duquel la courbe s'élève sans être tangente ni à l'un ni à l'autre des axes de coordonnées.

Ce travail a été fait au laboratoire de Physique de l'École Normale supérieure.

HAUTEURS COMPARATIVES DES SONS RENDUS PAR DIVERS MÉTAUX ET ALLIAGES;

Par M. C. DECHARME.

On s'est servi, dans les expériences suivantes, de tiges cylindriques ayant toutes 20 centimètres de longueur et 1 de diamètre.

Pour faire rendre à chacune d'elles le son fondamental, on a dû recourir à des moyens différents. Les unes, les moins sonores, étaient suspendues à un fil, à l'endroit d'un des nœuds principaux, c'est-à-dire à 4 centimètres environ de l'extrémité; les autres étaient posées, aux deux nœuds, sur les arêtes de prismes en liége. On frappait la tige en son milieu avec un marteau en bois ou recouvert de caoutchouc. L'expérience a montré que l'on pouvait faire varier de plusieurs millimètres les points de suspension, sans que le son fondamental de l'une quelconque de ces tiges en fût altéré, d'une façon appréciable, dans sa hauteur et même dans son intensité. Il n'était donc pas nécessaire d'avoir recours aux formules d'Euler simplifiées par M. Lissajous (1), pour déterminer par le calcul la position des nœuds.

Pour prendre la hauteur des sons fondamentaux donnés par les diverses tiges soumises à l'expérience, on les a comparés aux notes de la gamme tempérée, à l'aide d'un piano accordé sur le diapason normal ($la_3 = 870$ v. s.). Les résultats de cette comparaison forment un tableau numérique, que voici :

Nom du métal.	Note de la gamme.	Nombre de vibrations par seconde.
Plomb..........	Fa_3	690
Or..............	Si_3	970
Antimoine } Argent }.....	Ut_4	1034,6
Étain...........	$Ré_4$	1161,3
Laiton..........	Mi_4	1306,6
Bronze..........	Fa_4	1381
Zinc............	»	1422
Cuivre..........	Sol_4♯	1642,3
Fonte...........	La_4♯	1843,6
Fer.............	Ut_5♯	2192,2
Acier...........	$Ré_5$	2322,6
Aluminium	Fa_5	2762

Les hauteurs des sons donnés par l'or, l'argent et l'aluminium, ont été calculées à l'aide de rondelles en cuivre de même module

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXX, p. 385.

que des médailles ou pièces de monnaie et ramenées à celles des sons produits par des tiges, de longueur et de diamètre identiques à ceux des tiges directement soumises à l'expérience.

On voit que, du plomb à l'aluminium, il y a un intervalle de deux octaves, du *fa*$_1$ au *fa*$_3$.

Il serait facile, d'après les lois connues en acoustique, de déduire de ces résultats la hauteur des sons rendus par des tiges, ou des plaques de dimensions quelconques des métaux sur lesquels ont porté nos expériences.

Ces résultats, toutefois, ne peuvent marquer d'une manière absolue les notes qui correspondraient à d'autres tiges de mêmes dimensions et de même nature que les précédentes, car la hauteur des sons doit nécessairement varier un peu avec les divers échantillons d'un même métal, leur homogénéité n'étant jamais identiquement la même.

En comparant la hauteur des sons rendus par les tiges, soumises à l'expérience avec les propriétés physiques ou chimiques des substances qui les composent, on ne trouve pas de relations simples suffisamment exactes. Wertheim a fait connaître, entre trois des éléments en question, une relation composée qui peut se traduire par la formule suivante :

$$n = a\sqrt{\frac{e}{d}}, \quad \text{d'où} \quad e = \frac{1}{a^2}n^2 d,$$

n représentant le nombre de vibrations transversales par seconde ;
e le coefficient d'élasticité de la substance ;
d sa densité ;
a une constante dépendant de la nature du métal, quantité que l'on peut déterminer approximativement, pour un métal particulier, le cuivre par exemple, dont le coefficient d'élasticité est moyen entre ceux des diverses tiges.

On tire ainsi de cette formule

$$\frac{1}{a^2} = \frac{e}{n^2 d} = \frac{11833}{(1642.32)^2 \times 8{,}95} = 0{,}00049.$$

On peut aussi se servir de la relation

$$\frac{n}{n'} = \sqrt{\frac{ed'}{e'd}}, \quad \text{d'où} \quad e' = e\frac{n'^2 d'}{n^2 d}.$$

C'est à l'aide de ces formules qu'on a obtenu les résultats suivants, en regard desquels sont placées les valeurs données par Wertheim; ces derniers chiffres varient, comme on le sait, entre des limites assez étendues.

	Coefficients d'élasticité déduits des expér. précédentes.	Coefficients d'élasticité donnés par Wertheim.	
Plomb	2645	1985,2	
Or	9008	5989	à 8644,6
Argent	5991	7533	à 7820,4
Étain	4751	4172	
Zinc	7065	8793,6	à 9641
Cuivre	11833	11833	à 12512
Fonte	11831		
Fer	18343	18547	à 19410
Acier	20881	18247	à 18811

La différence entre nos résultats et ceux de Wertheim tient à ce que les premiers sont calculés sur la valeur $\frac{1}{a^2}$ relative au cuivre, et que a doit varier avec la nature du métal.

EXPÉRIENCES DE M. CH. LOOTENS, S. J., SUR LES MOUVEMENTS DE LA COLONNE AÉRIENNE DANS LES TUYAUX SONORES;

PAR M. VICTOR VAN TRICHT, S. J.,

Professeur de Physique au Collége de la Paix (Namur).

Le travail de M. J.-W. Sonreck sur *la mise en vibration de la colonne d'air dans les tuyaux ouverts ou fermés* et l'analyse qu'en a donnée le *Journal de Physique*, t. V, p. 321, m'ont inspiré la pensée de résumer les conclusions d'une série de recherches faites sur le même objet par un homme assez étranger aux théories physiques, M. Ch. Lootens, mais observateur habile et perspicace, avide de connaître et désireux depuis longtemps de *voir* ce qui se

passait dans les tuyaux d'orgue. J'ai contrôlé, j'ai réalisé moi-même, et par vingt fois les expériences de ce chercheur ingénieux; et, parmi des résultats fort intéressants, je signale ceux-ci.

I. Le courant aérien, au sortir de la lumière du tuyau sonore, s'étend d'abord sous forme de nappe devant l'embouchure, frappe ensuite la lèvre supérieure et s'y divise ordinairement en deux courants partiels. L'un, que nous avons nommé le *courant principal,* parce que généralement il est plus puissant et plus large, se dirige à l'extérieur du tuyau sonore et se trouve par conséquent sans action immédiate sur la colonne aérienne intérieure. L'autre, que nous nommons le *courant dérivé,* pénètre à l'intérieur du tuyau sonore, et, après avoir longé quelque temps la paroi de face, il subit une flexion qui l'en détache et à la suite de laquelle il est ou totalement ou partiellement détourné de sa direction normale.

Dans le premier cas, il se recourbe vers le fond du tuyau, s'abaisse, prend un mouvement de haut en bas, arrive à hauteur du plancher, se relève et s'échappe finalement à l'extérieur, à travers l'embouchure, en franchissant tout le courant injecté qui, comme nous l'avons dit, la clôt comme d'une nappe aérienne. Nous avons nommé *cyclone* ce mouvement de rotation.

Dans le second cas, il se divise en deux branches : l'une descendante, qui fournit le tourbillon ou le cyclone que nous venons de décrire; l'autre ascendante, qui poursuit sa marche, traverse obliquement le tuyau, lèche la paroi de fond et forme parfois un second cyclone supérieur et de sens inverse au premier.

L'existence de ces cyclones a été découverte en faisant parler les tuyaux à l'aide d'un courant chargé de fumée de tabac, ou mieux encore en les sondant dans toute leur longueur avec un petit appareil que nous avons nommé *rhéoscope.* C'est un cadre de laiton portant des hélices ou des valves en sureau, dont le mouvement trahit la direction de ces courants multiples et divers.

En expérimentant de cette manière sur des tuyaux de toute dimension et de toute forme, nous avons pu établir ce fait général et, à notre avis, fort remarquable, à savoir, que tout le courant dérivé, ou du moins une partie de ce courant, rejaillit au dehors, à travers l'embouchure, après avoir franchi de part en part le courant injecté qui la ferme.

Or la saillie de ce courant est intimement liée au phénomène sonore. Voici quelques faits qui en témoignent.

II. *a*. Avant que le tuyau sonore parle, le courant dérivé sortant ne jaillit pas au dehors, mais il se mêle insensiblement et se fond avec le courant principal. On observe ce fait sur des tuyaux singuliers qui, revêches aux courants aériens les plus intenses, exigent pour parler qu'on mette violemment leurs parois en vibration par un choc vif, un coup de marteau, par exemple, appliqué en plein milieu d'un ventre.

b. Quand un tuyau parle convenablement, le courant dérivé sortant ne se mêle pas au courant principal et prend une direction distincte et notablement plus inclinée. Quand on opère sur des tuyaux à parois minces, dont la vibration est intense, on aperçoit entre les deux courants un large secteur diaphane.

c. Quand, dans un tuyau qui parle, on vient à mettre obstacle à la vibration des parois, le courant dérivé sortant se relève brusquement et se fond dans le courant principal; enlève-t-on l'obstacle, il s'abaisse et reprend sa direction distincte.

d. Dans des tuyaux accouplés ([1]) en désaccord, chaque battement correspond à une saillie plus prononcée du courant dérivé. Or chaque battement correspond dans ces tuyaux à une amplitude maximum de la vibration des parois.

e. Quand un tuyau à parois minces, fermé ou bien ouvert, parle, si l'on vient à frapper légèrement les parois avec un marteau analogue à ceux qui frappent les cordes d'un piano, on remarque à chaque choc, si léger soit-il, une saillie plus prononcée du courant dérivé sortant.

Serait-il téméraire, en présence de ces faits, de considérer le jaillissement du courant dérivé sortant comme une suite nécessaire

---

([1]) Nous nommons *tuyaux accouplés* un système de deux tuyaux accolés l'un à l'autre, de manière qu'une paroi soit commune à tous les deux. Cette paroi médiane est ainsi soumise à la sollicitation de deux vibrations, qui peuvent être en accord ou en désaccord, de même phase ou de phases diverses, etc. Selon que l'un ou l'autre de ces cas se présente, ces tuyaux produisent des phénomènes de renforcement, de battement, d'interférences, etc.

et immédiate de la vibration des parois du tuyau sonore? S'il en est ainsi, l'expulsion du courant dérivé étant d'ailleurs intermittente, il sera naturel de conclure que cette intermittence est régulière et commandée par le nombre de vibrations que les parois du tuyau sonore émettent en un temps donné.

Mais, si la saillie du courant dérivé est régulièrement intermittente, il se trouve qu'en fait le courant injecté est interrompu, a des intervalles de temps égaux entre eux, par le passage du courant dérivé; en d'autres termes, que le courant dérivé sortant fait sur le courant injecté l'office du plateau interrupteur d'une sirène.

Ce résultat me semble digne de considération : peut-être donnera-t-il la clef de ce phénomène mystérieux auquel on avait donné le nom de *résonnance*.

III. J'ajoute quelques résultats auxquels leur généralité donne de la valeur.

a. Dans les tuyaux ouverts, la pression intérieure, mesurée à hauteur de la bouche, est toujours inférieure à la pression de l'air ambiant. Elle croît à partir du niveau de la bouche, jusqu'à une hauteur variable, où elle devient égale à la pression de l'air ambiant.

b. Dans les tuyaux fermés, la pression intérieure, mesurée à hauteur de la bouche et au sommet du tuyau, est toujours supérieure à celle de l'air ambiant.

c. Dans les deux cas, la différence est d'autant plus considérable que les dimensions du tuyau sonore sont plus petites.

Ces trois lois sont le résultat de mesures manométriques prises sur des tuyaux nombreux, de toute forme et de toute dimension.

d. L'extrémité supérieure d'un tuyau fermé est toujours en état d'équilibre ; aucun courant d'aucun sens ne s'y manifeste. Cet équilibre n'est troublé qu'à une distance relativement considérable du tampon qui ferme le tuyau sonore. Constaté au rhéoscope.

e. L'extrémité supérieure d'un tuyau ouvert peut être le siége de courants variables. D'après la puissance du courant dérivé, il

s'y produit tantôt un courant rentrant, tantôt un courant sortant, tantôt, au contraire, la colonne s'y trouve en état d'équilibre.

Ceci se rattache à la formation des cyclones. Si le courant dérivé suffit à nourrir le cyclone, il n'y aura au sommet ni courant rentrant, ni courant sortant; si le courant dérivé fournit et au delà le cyclone, il y aura courant sortant; si enfin le courant dérivé est insuffisant à nourrir le cyclone, il y aura appel au sommet et courant rentrant.

ZÖLLNER. — Ueber die physikalischen Beziehungen zwischen hydro-und electrodynamischen Erscheinungen (Rapports entre certains phénomènes hydrodynamiques et électrodynamiques); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 497, 1876.

Lorsque deux corps, dont l'un est isolant, l'autre (le frottoir) un corps semi-conducteur, sont frottés l'un sur l'autre, ce dernier est parcouru par des courants électriques; ceux-ci sont dirigés dans le sens du mouvement relatif du corps isolant, ou en sens contraire, suivant que ce dernier se charge négativement ou positivement. On met ces courants en évidence en entourant un morceau de caoutchouc d'une lanière de cuir, après avoir préalablement fixé deux petites feuilles d'étain aux deux bouts du caoutchouc, entre le caoutchouc et le cuir. Ces feuilles d'étain sont mises en communication avec les extrémités du fil d'un galvanomètre; le frottoir, ainsi constitué, est ensuite appliqué sur un cylindre tournant de verre ou de résine; les courants observés augmentent notablement quand le cuir est recouvert d'amalgame. La quantité d'électricité mise en jeu par ces courants est loin d'être négligeable; car ceux-ci ont une intensité qui est plus de la moitié de celle des courants obtenus, en joignant le frottoir à un peigne placé près du cylindre mobile. L'intensité de ces courants peut être augmentée à volonté, en augmentant le nombre des frottoirs.

Après avoir modifié ces expériences, dans la forme et la substance des corps frottants, M. Zöllner rapproche les résultats obtenus de ceux que donne l'eau en mouvement dans des tubes de

verre ([1]) ou dans des diaphragmes ([2]), étant connu que l'eau se charge toujours d'électricité positive.

Dans tous les cas, les courants observés doivent être considérés uniquement comme des courants dérivés, les électricités de nom contraire accumulées aux deux extrémités du frotteur se neutralisant partiellement dans celui-ci, l'électricité libre étant de même signe que celle du corps isolant au point de séparation des corps frottés, de signe contraire au point d'attaque, comme le prouvent des mesures électroscopiques directes.

Les phénomènes inverses de l'entraînement d'un liquide par un courant sont connus depuis longtemps; le liquide suit le courant quand il est positif par rapport au tube, qui le contient (eau) ou marche en sens contraire quand il est négatif (mercure) ([3]); en même temps, le liquide se charge d'électricité négative à son extrémité antérieure, positive à l'autre (pour le mercure), de sorte qu'il y a production d'une force électromotrice contraire à celle du courant excitateur.

A. Potier.

A. NACCARI et M. BELLATI. — Delle proprietà thermoelettriche del potassio a varie temperature (Propriétés thermo-électriques du sodium et du potassium à diverses températures); *Atti del R. Istituto veneto di scienze, lettere ed arti*, 5e série, vol. II.

L'étude des propriétés thermo-électriques des deux métaux alcalins dont il est question a été faite sur des couples formés par chacun de ces métaux et le cuivre. Le procédé employé pour construire ces couples et les soustraire à l'action de l'air était le suivant :

Supposons qu'il s'agisse du sodium. Ce métal, à l'état de petits morceaux, était introduit dans un gros tube fermé par le bas ayant environ 40 centimètres de hauteur et 2 $\frac{1}{2}$ centimètres de diamètre. On remplissait presque entièrement ce tube d'huile de

---

([1]) Zöllner, *Pogg. Ann.*, Bd. 148.
([2]) Quincke, *Pogg. Ann.*, Bd. 107, 110, 113 et 117.
([3]) Poggendorff, *Pogg. Ann.*, Bd. 131.

pétrole dont le point d'ébullition dépassait 200 degrés, et, en plongeant sa partie inférieure dans un bain de sable, on faisait fondre le sodium. Alors on introduisait dans l'huile et le sodium fondu un second tube de verre de 5 millimètres de diamètre, dont on maintenait fermée avec le doigt l'ouverture supérieure : il s'y engageait une petite colonne de pétrole, puis de sodium en fusion; quand on enlevait le doigt, le métal, en vertu de la pression exercée par la colonne de pétrole extérieure, s'élevait dans le tube jusqu'à une hauteur d'environ 26 centimètres. On solidifiait le sodium dans ce tube en laissant s'abaisser un peu la température du pétrole; on obtenait ainsi un cylindre métallique enfermé dans un tube de verre qu'on coupait à une petite distance du sodium, et l'on enfonçait alors dans ce métal, à chaque extrémité, un fil de cuivre terminé par un pas de vis, afin de rendre la pénétration plus facile.

Le couple étant ainsi constitué, on introduisit les deux extrémités de la colonne de sodium dans des ballons de verre portant dans un même plan horizontal deux tubulures à angle droit; le tube de verre contenant le métal alcalin entrait par l'une d'elles en traversant un bouchon de liége, le fil de cuivre sortait de la même manière par l'autre; après quoi les deux ballons furent remplis de pétrole distillé, et les deux extrémités du fil de cuivre mises en rapport avec une boussole de Wiedemann de la plus grande sensibilité.

La forme du couple potassium et cuivre, étudié dans un second Mémoire publié quelques mois après le premier, était un peu différente; ce métal fondant à 58 degrés, les auteurs, pour embrasser une portion un peu étendue de l'échelle des températures, devaient pousser leurs mesures au delà de son point de fusion. Ils ont donné au tube de verre étroit, dans lequel le métal était moulé, la forme d'une ligne horizontale de 30 centimètres de longueur, terminée par deux parties recourbées en forme d'U.

La branche libre de l'U était un peu plus courte que l'autre, de sorte que, en introduisant les deux extrémités de cet appareil dans deux cloches remplies de pétrole, les extrémités de la colonne de potassium restaient plongées dans l'huile. On faisait pénétrer de force dans ces extrémités les fils de cuivre terminés par un pas de vis qui devaient achever le couple, et qui communiquaient avec la boussole destinée à mesurer l'intensité du courant. Les deux cloches étaient chauffées au bain-marie; mais celle qui contenait

la soudure la plus chaude était, par mesure de précaution, entourée d'un cylindre de verre, plein de pétrole, pour éviter les accidents qui seraient résultés du contact du potassium et de l'eau, si la cloche se fût brisée pendant l'expérience.

Les déviations qu'on devait observer étant très-faibles, on avait pris, comme il a déjà été dit, pour les mesurer, une boussole très-sensible de Wiedemann, et l'on augmentait encore sa sensibilité en plaçant sous l'instrument, à une distance convenable, un fort aimant qui rendait l'aiguille aussi astatique que possible. Mais, avec cette disposition, les variations de la déclinaison avaient une grande influence sur la position d'équilibre de l'aiguille à circuit ouvert, surtout les jours de fortes perturbations magnétiques; il fallait donc, pour apprécier la déviation, faire à chaque température une série d'observations. Les expérimentateurs déterminaient une dizaine de fois de suite, en prenant note de l'heure de chaque observation, les positions d'équilibre de l'aiguille, le circuit étant alternativement ouvert et fermé. Si dans cette série deux lectures faites à circuit ouvert différaient de plus de deux divisions, on abandonnait l'observation intermédiaire faite à circuit fermé; si la différence était moindre, on trouvait par une interpolation la position d'équilibre que l'action de la terre et de l'aimant seuls aurait donnée à l'aiguille au moment du passage du courant. On avait ainsi les données nécessaires pour calculer la déviation; cet angle était toujours assez petit pour que le principe de la boussole des tangentes fût applicable.

Mais le cuivre est rarement pur, et ses impuretés ont beaucoup d'influence sur ses propriétés thermo-électriques. Le plomb peut, au contraire, être obtenu à un grand état de pureté, en le retirant de son acétate; d'ailleurs, ainsi que l'a constaté Matthiessen, le plomb du commerce lui-même se comporte sensiblement comme du plomb pur; il était donc avantageux d'étudier les propriétés thermo-électriques des métaux alcalins, en les associant au plomb plutôt qu'au cuivre. On trouvait encore à cela un autre avantage : c'est que le plomb ne présente pas le phénomène connu sous le nom d'*effet Thomson*, et qui consiste en ce qu'un courant, traversant un conducteur qui présente des parties à températures inégales, non-seulement dégage partout de la chaleur proportionnellement au carré de son intensité, mais encore détermine, suivant la nature du

métal, un dégagement ou une absorption de calorique proportionnelle à cette intensité elle-même. Dans le fer par exemple, le courant produit de la chaleur quand il passe d'une région froide à une région chaude, et du froid dans le cas inverse : c'est ce que M. Thomson exprime en disant qu'il y a transport de chaleur dans le sens de l'électricité négative. Or ce phénomène n'a pas lieu pour le plomb, d'après les expériences de M. Leroux; dans ce métal, pour emprunter le langage de M. Thomson, le calorique spécifique de l'électricité est nul.

MM. Naccari et Bellati ont donc formé un couple avec du plomb pur, et les fils de cuivre qui avaient servi aux expériences avec le potassium et le sodium; et, après avoir observé les déviations fournies par ce couple, ils ont représenté les résultats de toutes leurs expériences par des courbes où les abscisses étaient les températures, et les ordonnées les déviations, la soudure la plus froide étant toujours supposée à la température zéro C.

La différence des ordonnées des courbes potassium-cuivre et plomb-cuivre donnait l'ordonnée correspondante de la courbe potassium et plomb.

Pour obtenir la mesure de la force électromotrice totale développée dans chaque cas, il fallait évaluer d'abord les résistances des couples et de la boussole; ces quantités ont été déterminées par la méthode du pont de Wheatstone au moyen d'un échantillon de l'unité de Siemens exact à 27°,5 C.; puis, en dirigeant à travers la boussole le courant d'un couple Daniell, dont la résistance était connue et dont la force électromotrice est bien déterminée en unités Weber-Siemens par les expériences de Kohlrausch, on pouvait avoir en unités électromagnétiques absolues, rapportées au millimètre, au milligramme et à la seconde, la force électromotrice développée dans le couple plomb-sodium par une différence de température donnée.

Les forces électromotrices ainsi obtenues peuvent être représentées, jusqu'à 10 degrés environ du point de fusion, par une formule parabolique du second degré, résultat déjà trouvé par M. Avenarius, et auquel M. Tait, en 1867, a cherché à donner un fondement théorique. Toutefois la même courbe ne peut servir pour le potassium solide et liquide.

Pour que l'étude du potassium et du sodium au point de vue de

la thermo-électricité fût complète, il fallait déterminer dans quel sens et avec quelle intensité se produit l'effet Thomson dans ces métaux. Or, en appliquant le principe de Carnot aux courants thermo-électriques, M. Thomson est arrivé aux deux formules suivantes, correspondant aux deux équations fondamentales de la Thermodynamique (1) :

$$E = J\left[\Pi(T_1) - \Pi(T_2) + \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_1 - \sigma_2)\, dT\right],$$

$$\frac{\Pi(T_1)}{T_1} - \frac{\Pi(T_2)}{T_2} + \int_{T_1}^{T_2} \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{T}\, dT = 0,$$

dans lesquelles J représente l'équivalent mécanique d'une calorie, E la force électromotrice du couple, T_1 et T_2 les températures absolues des soudures et T celle d'une section quelconque du couple, $\Pi(T_1)$ et $\Pi(T_2)$ les quantités de chaleur absorbées ou dégagées aux deux soudures en vertu du phénomène Peltier, et enfin σ_1 et σ_2 les quantités de chaleur absorbées ou développées par le passage d'une quantité d'électricité égale à 1, d'une section froide à une section chaude ayant entre elles une différence de température de 1 degré.

L'expression de E peut être mise sous une autre forme, en y introduisant la température du *point neutre*. On sait que Cumming a découvert le fait suivant : Quand on élève graduellement la température de la soudure chaude, il arrive dans certains cas, par exemple dans celui du couple fer et cuivre, que le courant thermo-électrique augmente d'abord, puis atteint un maximum, décroît et change de signe en passant par zéro. La force électromotrice développée à cette soudure devient donc alors nulle ; les deux métaux sont neutres l'un par rapport à l'autre, et le courant, en traversant la soudure, ne doit plus alors produire aucune absorption ni aucun dégagement de chaleur. Si l'on appelle T_0 la température de ce point neutre, pour lequel l'effet Peltier sera nul, $\Pi(T_0) = 0$; si l'on admet, en outre, comme le fait M. Tait, que la quantité de chaleur σ soit proportionnelle à la température absolue correspondante,

---

(1) *Voir* VERDET, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II.

de telle sorte qu'on ait

$$J\sigma = KT,$$

on pourra exprimer la force électromotrice thermo-électrique par la formule parabolique du second degré

$$E = (K_1 - K_2)(T_1 - T_2)\left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2}\right).$$

Or cette formule théorique peut être comparée à la formule empirique déduite des observations de MM. Naccari et Bellati; en les identifiant, on obtiendra les valeurs de la température du point neutre T_0 et aussi les valeurs de K, équivalent mécanique de la quantité de chaleur σ.

On trouve ainsi que, pour les deux métaux étudiés, comme pour le fer, le calorique spécifique de l'unité d'électricité σ est négatif, et son équivalent mécanique K est égal à — 2529 pour le potassium, — 4129 pour le sodium, c'est-à-dire que le passage de l'unité d'électricité d'une section froide à une section ayant une température plus élevée de 1 degré transporte, suivant le sens de propagation du fluide négatif, une quantité de chaleur équivalente à 2529 et 4129 unités de travail. Enfin les points neutres correspondent aux températures —62°,04 C. pour le sodium et —212°,4 C. pour le potassium.

J. MAURAT.

EMILIO VILLARI. — Sull' efflusso del mercurio per tubi di vetro di piccolo diametro (Sur l'écoulement du mercure par des tubes de verre de petit diamètre); ***Memorie dell' Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna*****, 3e série, t. IV.**

Les recherches de M. Poiseuille, sur l'écoulement de divers liquides par des tubes capillaires, sont restées un peu incomplètes à propos du mercure et ont ainsi laissé de côté un point important de la question, attendu que le mercure est le seul liquide qui ne mouille pas les parois le long desquelles il coule. Aussi M. Poiseuille avait-il cru, à la suite d'expériences insuffisantes, que l'écoulement de ce corps se faisait suivant des lois particulières. M. Villari, en reprenant ce sujet, prouve que le mercure obéit aux mêmes lois

que les autres liquides. Cependant la vérification de la loi des diamètres ne se fait pas bien pour les tubes cylindriques, et est tout à fait défectueuse pour les tubes à section elliptique. Il est évident qu'il y a, pour le mercure, une catégorie particulière de perturbations au voisinage des parois, perturbations qu'une étude attentive seule peut mettre en évidence.

E. Duclaux.

PFAUNDLER et SCHNEGG. — Ueber die Erstarrungstemperaturen der Schwefelsäurehydrate (Sur les températures de solidification des hydrates de l'acide sulfurique); *Académie de Vienne*, séance du 18 février 1875.

Les déterminations antérieures relatives à la congélation de l'acide sulfurique monohydraté et des autres hydrates sont loin d'être concordantes. C'est ce qui a engagé MM. Pfaundler et Schnegg à reprendre cette étude, en insistant surtout sur ces deux points capitaux, la détermination exacte des températures et la constitution pondérale des acides employés.

Le thermomètre à alcool dont on se servait avait été comparé avec soin au thermomètre à air; la correction ne dépassait pas 1°,4 vers — 40°.

L'acide monohydraté était préparé en ajoutant de l'acide anhydre à de l'acide distillé, puis en mélangeant en proportions convenables le liquide ainsi obtenu à de l'acide plus étendu.

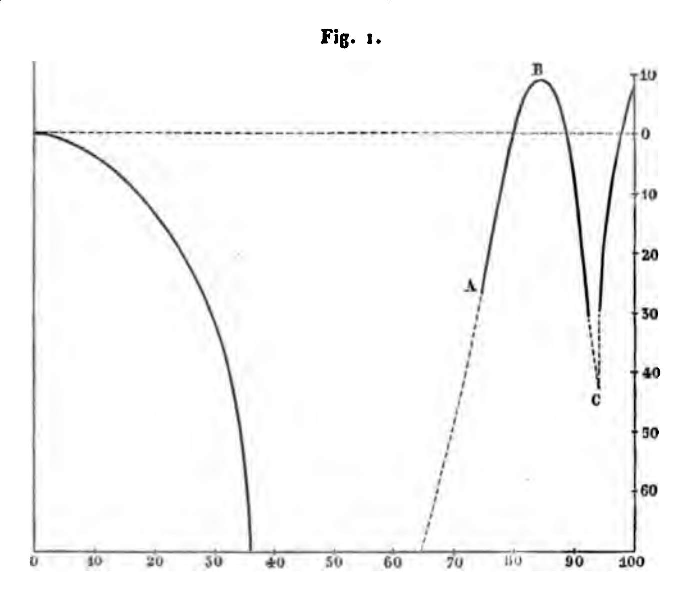
Ce travail a porté sur la détermination des températures de congélation des divers hydrates et de la constitution des cristaux formés. Les phénomènes observés présentent de notables différences suivant le degré de concentration de la liqueur; on peut distinguer ainsi trois groupes parfaitement distincts.

A. *Hydrates contenant de zéro à* 36 *pour* 100 *d'acide monohydraté*. — Ces hydrates laissent déposer de la glace pure. Pour éviter le phénomène de surfusion, on produisait la congélation rapide à l'aide d'un mélange réfrigérant trop froid; on laissait refondre presque toute la glace, et l'on recommençait en refroidissant plus lentement; il y a lieu de tenir compte aussi, comme dans la congélation des dissolutions salines, du changement de constitution du liquide non congelé.

Jusqu'à — 44°, on employait un mélange de chlorure de calcium cristallisé avec de la neige (1); au delà, de l'acide carbonique solide.

La température de congélation décroît lentement d'abord, puis rapidement, et dépasse — 60°, pour l'acide à 35 pour 100, ayant pour formule approchée $SO^3 11H^2O$. Au delà, jusqu'à l'acide à 72 pour 100, l'acide cesse d'être congelable même à — 110°.

Fig. 1.



La première courbe de la *fig.* 1 représente les résultats obtenus; on peut aussi les exprimer par la formule hyperbolique

$$t = -\frac{Bp}{A-p},$$

(1) Le mélange le plus favorable est formé de 3 parties de chlorure de calcium et 2 de neige, qui donnent une température de — 51°. Si l'on n'emploie pas rigoureusement ces proportions, on ne peut faire descendre la température au-dessous de — 44°.

Pour préparer le chlorure, on chauffe la dissolution de ce sel jusqu'à ce que la température d'ébullition atteigne 127 degrés, et l'on agite continuellement le liquide jusqu'à son complet refroidissement. Il est plus commode de couler le sel fondu sous forme de plaques minces, que l'on broie ensuite dans un mortier, tandis qu'elles sont encore chaudes. Si l'on ne chauffe que jusqu'à 125 degrés, le sel reste humide; si l'on atteint 130 degrés, il perd de son eau de cristallisation, et, dans les deux cas, agit moins énergiquement.

avec $A = 47,12$ et $B = 19,05$; p est le poids d'acide pour 100 du mélange.

B. *Point de congélation des acides* SO^4H^2 *et* $SO^4H^2 + H^2O$. — Ces déterminations sont assez délicates, à cause de la variation rapide du point de congélation produite par de faibles quantités d'eau en excès ou en moins.

On a trouvé pour

SO^4H^2..................	$+6°,79$
$SO^4H^2 + H^2O$............	$+8,81$

C. *Hydrates contenant de 74 pour* 100 *à* 93,4 *pour* 100. — La courbe ABC (*fig.* 1) représente les résultats obtenus. Pour 74 pour 100 d'acide monohydraté, le point de congélation est — 29°; il remonte rapidement et présente un maximum égal à 8°,81, pour l'acide contenant 84,48 pour 100 et ayant exactement la composition $SO^3, 2H^2O$. Il descend ensuite plus rapidement encore et présente un minimum égal à — 41° pour l'acide ayant une contenance de 93,4 pour 100, ou approximativement pour formule $5SO^3 + 7H^2O$.

Les cristaux qui se déposent semblent avoir tous pour formule $SO^3, 2H^2O$, tant avant qu'après le maximum 8°,81; l'eau mère dont ils sont imprégnés rend les déterminations un peu incertaines.

D. *Hydrates contenant de* 73,4 *pour* 100 *à* 100 *pour* 100 *d'acide monohydraté.* — La dernière courbe représente les résultats; le point de congélation remonte rapidement de — 41° à + 7° correspondant à l'acide monohydraté.

Les cristaux paraissent être formés exclusivement d'acide

SO^4H^2 (1).

Pour les hydrates des séries C et D, il est bon de provoquer la

(1) Il serait désirable que ces recherches fussent étendues aux mélanges d'acide monohydraté et d'acide anhydre, jusqu'à ce dernier complétement pur. On sait, en effet, que l'acide de Nordhausen laisse déposer des cristaux quand on le refroidit, et il serait très-intéressant de savoir si la dernière courbe se continue sans point d'inflexion; quand on ajoute un excès d'acide anhydre à l'acide distillé, sa forme semble indiquer qu'un tel point n'existe pas. Si l'on prend comme abscisses la contenance en acide anhydre, la forme des courbes reste sensiblement la même.

cristallisation en introduisant suivant les circonstances un cristal de $SO^4H^2 + H^2O$ ou de SO^4H^2.

Conformément à ce que l'on pouvait prévoir, si l'on mélange des cristaux d'acide bihydraté $SO^4H^2 + H^2O$ et d'acide monohydraté, ils se liquéfient réciproquement par leur contact, et la température s'abaisse notablement, même au-dessous de la température de solidification de l'hydrate qui doit se former, parce que les cristaux du bihydrate se dissolvent plus difficilement que ceux de l'acide monohydraté.

Pour expliquer ces faits, M. Pfaundler admet que ces hydrates concentrés contiennent à la fois du monohydrate et du bihydrate, le liquide se trouvant formé par ce qu'il nomme une *dissolution réciproque,* caractérisée par ce fait que chaque corps peut servir de dissolvant à l'autre, et en outre que chacun d'eux reste dissous à une température inférieure à laquelle il pourrait être fondu. Le liquide qui résulte ainsi de la dissolution réciproque a un point de solidification inférieur à celui des deux constituants.

Si l'on prend un acide dont la constitution se rapproche de 100 pour 100 en acide hydraté, on peut le considérer comme formé par la dissolution d'un peu de bihydrate dans une grande quantité de monohydrate, ou, réciproquement, d'une dissolution concentrée de monohydrate dans un peu de bihydrate, laissant par suite déposer du monohydrate par le refroidissement. Un acide voisin par sa constitution du bihydrate (84,4 pour 100) serait une dissolution presque saturée de cet hydrate dans une faible quantité de monohydrate; par le refroidissement, c'est le bihydrate qui devra se déposer vers 93,4 pour 100; il y a un point où les solubilités des deux hydrates se font équilibre, où tous les deux sont également éloignés du point de saturation et où il faut un abaissement notable de température pour produire la saturation et amener la cristallisation. Ce mélange paraît formé de 42,52 pour 100 de bihydrate et de 57,48 pour 100 de monohydrate (qui est évidemment le plus soluble). Cet hydrate paraît se solidifier vers -45°, par le dépôt simultané des deux hydrates.

J'ai laissé de côté, dans l'analyse de ce travail, d'autres considérations théoriques de M. Pfaundler sur la dissociation réciproque des molécules en présence, qui paraissent être moins précises que les idées émises précédemment. A. Terquem.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1876.

C. PUSCHL. — Nouvelle loi de la Théorie mécanique de la chaleur, p. 11 et 59.

L'auteur croit devoir conclure de ses calculs que la seconde loi fondamentale de la Théorie mécanique de la chaleur est fausse ou tout au moins inutile. Ces calculs n'ont pas été publiés.

J. LOCHSMIDT. — Équilibre thermique d'un corps pesant, p. 28.

La loi de Maxwell, en vertu de laquelle les atomes constituants d'un système ont, lors de l'équilibre, une même force vive moyenne, n'est plus applicable, si ces atomes sont soumis à des forces extérieures.

PFAUNDLER. — Sur l'existence d'un état d'agrégation mou ou demi-fluide. Sur le regel et la cristallisation, p. 45 et 85.

Le mode de fusion dans lequel la température resterait constante pendant toute la durée de la fusion est, d'après l'auteur, tout à fait idéal. La température de fusion n'est pas la même au début et à la fin, et le vrai point de fusion se trouve entre les températures extrêmes. L'auteur fait application de son principe au regel, aux cristallisations, aux sursaturations, à la surfusion et aux explosions spontanées.

F. EXNER. — Influence de la température sur la conductibilité électrique du tellure, p. 53.

L'accroissement de pouvoir conducteur du tellure avec la température et les singularités que présentent les courbes de résistances sont dus à un changement de structure de ce corps.

A. OBERMAYER. — Relation qui existe entre le coefficient de frottement intérieur des gaz et la température, p. 54.

Le coefficient de frottement des gaz permanents est à peu près

proportionnel à la puissance $\frac{3}{4}$ de la température absolue. Celui des gaz liquéfiables est proportionnel à la première puissance de la même température.

S. SUBIC. — **Manomètre-hygromètre, p. 67.**

Dans une première méthode, l'auteur renferme un volume déterminé d'air atmosphérique dans un vase muni d'un manomètre. Il refroidit cet air jusqu'au dépôt de rosée et mesure alors la force élastique de l'air saturé. Les tables lui donnent la force élastique de la vapeur, d'où il déduit la tension de l'air sec.

Dans une seconde méthode, on mesure la force élastique de l'air humide contenu dans un vase clos; on le dessèche complétement et l'on mesure la tension de l'air sec: la différence donne la tension de la vapeur.

E. ROSICKY ET W. MACH. — **Sur les actions mécaniques acoustiques de l'étincelle électrique, p. 90.**

L'étude de l'étincelle a été entreprise à l'aide des lames d'interférence de M. Jamin. Les franges d'interférence sont observées au spectroscope; elles sont courbes au lieu d'être rectilignes et présentent des zigzags, le plus souvent aigus.

J. PULUJ. — **Coefficient de frottement intérieur des gaz à diverses températures, p. 91.**

Les résultats ne s'écartent pas beaucoup de ceux de M. Obermayer.

T. LIPPICH. — **Absorption de la lumière par les liquides, p. 93.**

En renfermant des dissolutions diversement concentrées d'azotate de didyme, dans des tubes dont les longueurs sont inverses du degré de concentration, l'auteur a vu que les bandes d'absorption différaient d'un liquide à l'autre, ainsi que les répartitions de l'éclat dans les spectres observés. Ainsi un accroissement de longueur de la colonne liquide ne compense pas une diminution du degré de concentration.

E. REITLINGER ET A. URBANITZKY. — Sur certains phénomènes remarquables observés dans les tubes de Geissler, p. 75 et 98.

L'action d'un aimant augmente le nombre des stratifications. En approchant d'un tube de Geissler un conducteur, le doigt par exemple, on voit parfois les jets intérieurs de lumière repoussés. La lumière stratifiée n'est ni attirée ni repoussée. Celle qui se présente sous forme de nébulosité est attirée ou repoussée selon que la tension du gaz intérieur est 12 millimètres, ou inférieure à 2 millimètres. Il en est de même du filet lumineux qui occupe l'axe du tube, si la pression est de 20 à 40 millimètres.

E. MACH. — Expériences faites avec la batterie électrique, p. 107.

L'auteur indique une disposition de batterie électrique qui permet de charger la batterie à la manière ordinaire, et de la transformer ensuite en batterie de Franklin (arrangement en cascade), à l'aide d'un commutateur.

Au lieu d'une étincelle courte, on a une étincelle dont la longueur s'est accrue dans le rapport de 1 à 33, dans les expériences de l'auteur. La longueur maximum de la décharge n'est proportionnelle ni au nombre des bocaux (théorie du potentiel), ni au carré de ce nombre (théorie de Dove). La décharge peut avoir une durée de deux secondes, si elle traverse un tube capillaire plein d'eau. Dans les tubes de Geissler, elle produit des stratifications courantes, signalées déjà par M. Gassiot.

J. PLANK. — Pouvoir conducteur de certains gaz pour la chaleur, p. 123.

Air.............	1	Oxyde d'azote......	0,951
Azote...........	0,993	Gaz d'éclairage......	2,670
Ammoniac......	0,917		

V. LANG. — Modifications apportées à la méthode de Broch pour mesurer la rotation du plan de polarisation dans le quartz, p. 141.

On emploie un quartz à deux rotations : on observe dans l'appa-

reil spectral deux spectres dans lesquels, par le mouvement du Nicol, les bandes d'interférence se meuvent en sens opposés et pour une certaine position du Nicol coïncident dans les deux spectres. On prend cette position pour point de départ et l'on amène successivement, dans chaque spectre, une même raie de Fraunhofer, en coïncidence avec la bande obscure la plus voisine. Il faut tourner le Nicol en deux sens opposés. On déduit facilement l'angle de rotation des azimuts ρ_1, ρ_2 du Nicol,

$$\varphi = m 90^\circ \pm \tfrac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2).$$

On prend le signe + si la bande noire est placée avant la raie, du côté du rouge.

E. MACH. — Vitesse et propagation des ondes sonores provenant d'une explosion, p. 144.

La balle d'un pistolet traverse deux feuilles de papier qui ferment un canal dont les parois sont formées par des glaces recouvertes de noir de fumée. Les ondes aériennes produites par les deux ruptures successives du papier produisent sur la glace des bandes d'interférence qui permettent de calculer la vitesse de la balle. On la trouve toujours plus faible que celle que l'on déduit du pendule balistique. Les deux mesures ne s'accordent que si l'on attribue à la vitesse du son la valeur 500 mètres. D'après cela, la vitesse du son croîtrait avec la soudaineté de l'explosion.

E. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome X. — Janvier 1877.

Edmond Becquerel. — *Sur l'observation de la partie infra-rouge du spectre solaire au moyen des effets de phosphorescence*, p. 5.

M. Berthelot. — *Actions chimiques de l'effluve électrique*, p. 51.

Lecoq de Boisbaudran. — *Sur un nouveau métal, le gallium*, p. 100.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome III. — Janvier 1875.

Karl Heumann. — *Contributions à la théorie des flammes lumineuses*, p. 1.

William Spottiswoode. — *Description d'une grande bobine d'induction*, p. 30.

Wöhler. — *Action de la flamme de l'alcool sur le palladium*, p. 35.

J. Emerson-Reynolds. — *Sur le glucinium, poids atomique et chaleur spécifique*, p. 38.

Lord Rayleigh. — *Sur une déviation permanente de l'aiguille du galvanomètre sous l'influence d'une série de courants induits égaux et de sens contraire*, p. 43.

Abney. — *Sur le développement de l'image photographique par les alcalis*, p. 46.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIX. — No 11. — Année 1876.

Fr. Braun. — *Sur la nature de l'élasticité résiduelle*, p. 337.

E. Warburg. — *Glissement des bulles gazeuses le long des tubes de verre*, p. 399.

H. Helmholtz. — *Rapport sur les recherches du Dr Root, de Boston, relatives à la pénétration du platine par les gaz de l'électrolyse*, p. 416.

E. Edlund. — *Recherches sur les phénomènes calorifiques qui ont lieu à l'intérieur de la pile et sur sa force électromotrice*, p. 420.

N. Schiller. — *Propriétés électromagnétiques d'un courant électrique non fermé*, p. 456.

W. Holtz. — *Réponse de M. Schlösser et prétendue supériorité de l'ébonite pour la construction des plateaux des machines électriques par influence*, p. 473.

F. Fuchs. — *Remarque sur le partage, entre deux acides, du métal attaqué dans la pile*, p. 486.

H. Herwig. — *Mouvement à la surface du mercure électrisé*, p. 489.

J. Schiel. — *Emploi de l'or comme électrode et nouvelle espèce d'anneaux de Nobili*, p. 493.

SUR LA THÉORIE DYNAMIQUE DES GAZ;

PAR M. J. VIOLLE.

La théorie dynamique des gaz, dont l'idée première remonte, comme l'on sait, à Daniel Bernoulli, a été établie par M. Joule, M. Krönig, et surtout par M. Clausius. Les travaux de ces fondateurs de la théorie sont bien connus; mais ce qui l'est peut-être moins, ce sont les acquisitions ultérieures qu'a faites la théorie de diverses mains et particulièrement de M. Maxwell. Ces acquisitions sont de deux sortes : les unes, dues principalement à MM. Meyer, Von Lang, Stefan, et à M. Maxwell dans ses premiers Mémoires, ne sont guère que des développements ou des simplifications de la théorie de Clausius; les autres constituent presque une théorie nouvelle à laquelle M. Maxwell fut amené par le désaccord qu'il trouva entre certains résultats de ses expériences sur le frottement et les lois qu'il avait déduites de la constitution hypothétique des gaz, telle qu'il l'avait lui-même admise jusqu'alors.

Je résumerai d'abord les développements qu'ont reçus les idées de M. Joule et de M. Clausius, m'aidant pour cela des écrits les plus récents sur ce sujet, et particulièrement du *Traité de Physique théorique* de M. Von Lang; puis j'indiquerai en quoi consiste la nouvelle théorie de M. Maxwell et quelles conséquences il en a déduites relativement aux mêmes questions.

Il y a dans les gaz trois phénomènes qui, d'après la théorie dynamique, dépendent du mode d'action particulier des molécules les unes sur les autres dans leurs rencontres, ainsi que de la fréquence de ces rencontres : ce sont le frottement intérieur, la conductibilité pour la chaleur et enfin la diffusion. Ces trois phénomènes, dont le mécanisme élémentaire est le même, offrent un intérêt théorique spécial, et ils ont été de préférence l'objet des investigations des physiciens qui se sont occupés de l'étude des gaz.

I. Prenons d'abord le frottement intérieur ou viscosité, phénomène dont la théorie fut établie pour la première fois par M. Maxwell [1] dans ses anciennes idées, c'est-à-dire à très-peu près dans

(1) MAXWELL, *Philosophical Magazine*, 1860, 4e série, t. XIX, p. 39.

les idées de Clausius. M. Meyer (¹) reprit ensuite cette théorie, qui reçut encore quelques simplifications de MM. Von Lang (²) et Stefan (³). C'est la théorie ainsi simplifiée que nous reproduirons ici.

Soient deux parois solides, planes et parallèles, l'une fixe, l'autre glissant sur elle-même avec une vitesse constante, et entre ces deux plans une masse de gaz entraînée dans le mouvement de la paroi mobile. Une couche quelconque de la masse gazeuse éprouve dans son glissement contre la couche voisine, dont le mouvement est moins rapide, un retard analogue à celui qu'éprouve un corps solide ou liquide en frottant contre un obstacle. Il existe donc un frottement du gaz sur lui-même ou frottement intérieur, dont la théorie dynamique rend compte très-simplement. Menons dans le gaz un plan quelconque parallèle à la direction du mouvement. Toutes les molécules situées dans une couche infiniment mince, parallèle au plan considéré, ont même vitesse de translation, la vitesse de translation croissant avec la distance au plan d'un côté du plan, décroissant au contraire de l'autre. Mais, dans un gaz en repos, toutes les molécules (c'est notre hypothèse fondamentale) ont une même vitesse moyenne u, dirigée d'une manière différente pour chaque molécule, de sorte qu'aucune direction de l'espace ne soit privilégiée, et ce mouvement d'agitation des molécules subsiste évidemment dans le gaz en mouvement. Par suite donc du mouvement individuel de chaque molécule dans une direction quelconque de l'espace avec la vitesse u, le plan considéré est traversé sans cesse par des molécules passant d'un côté à l'autre, et comme la densité du gaz reste la même en tout point de sa masse, le nombre des molécules passant d'un côté à l'autre du plan doit être exactement le même que le nombre des molécules passant en sens inverse. Mais ce passage incessant des molécules amène dans les couches à mouvement rapide des molécules animées d'une moindre vitesse : de là pour les couches rapides une perte de quantité de mouvement qui, avec le gain corrélatif et précisément égal des couches à mouvement lent, constitue le phénomène du frottement des gaz.

La grandeur du frottement se déduit facilement de la même théo-

---

(¹) MEYER, *Pogg. Ann.*, 1865, t. CXXV, p. 177, 401 et 564.
(²) VON LANG, *Pogg. Ann.*, 1872, t. CXLV, p. 290.
(³) STEFAN, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1872, t. LXV, p. 343.

rie. Pour évaluer l'action retardatrice des couches à moindre vitesse sur les couches à mouvement rapide, il suffit, en effet, de calculer la quantité de mouvement que ces couches à mouvement rapide doivent céder par chaque unité de temps aux molécules des couches lentes qui traversent l'unité de surface du plan considéré ; et, pour ce calcul, nous pouvons introduire quelques simplifications dans la considération des mouvements moléculaires.

Nous pouvons d'abord supposer, comme M. Krönig l'a déjà fait dans le calcul de la pression sur une paroi, que les molécules du gaz sont partagées en trois groupes, chacun de $\frac{n}{3}$ molécules, la vitesse moyenne d'agitation u ayant une même direction dans toutes les molécules d'un même groupe et les trois directions correspondant aux trois groupes étant à angles droits. La légitimité de cette simplification ressort de la valeur de la pression $\frac{n}{3} mu^2$, calculée directement par Clausius en dehors de toute hypothèse simplificatrice, valeur qui est la même que si un tiers seulement des molécules venait choquer normalement la paroi. Il est donc indifférent, au point de vue du résultat du calcul, de partager les molécules en trois groupes égaux de molécules ayant leurs vitesses respectivement dirigées suivant trois directions rectangulaires ou bien de prendre les vitesses dirigées d'une manière absolument arbitraire suivant toutes les directions de l'espace. Si, par conséquent, nous appelons n le nombre des molécules contenues dans l'unité de volume, nous pouvons admettre qu'un tiers de ces molécules, $\frac{n}{3}$, se meut perpendiculairement au plan mené à l'intérieur du gaz, et que ce tiers seulement est capable de traverser le plan.

Nous remarquerons, en outre, que l'on peut regarder comme n'arrivant directement au plan de séparation que les molécules dont la distance au plan est inférieure au chemin moyen l. En effet, la somme des chemins parcourus par toutes les molécules entre deux chocs successifs, divisée par le nombre des molécules, constitue le chemin moyen. Au lieu donc de considérer chaque molécule avec son chemin propre, il revient au même de supposer que toutes les molécules parcourent d'un choc à l'autre ce même chemin moyen. Mais alors toute molécule située plus loin que ce chemin moyen

6.

n'est pas à considérer immédiatement. Toute molécule, au contraire, dont la distance est comprise entre o et l, traversera le plan et ira de l'autre côté jusqu'à une distance telle qu'elle ait parcouru son chemin l.

Cela posé, prenons le plan de séparation pour plan des z, y et considérons une couche infiniment mince située à la distance x, plus petite que l, du côté des couches à mouvement lent. Cette couche d'épaisseur dx contient, dans un volume de hauteur dx et de base 1, un nombre de molécules ndx, le gaz ayant partout même densité. Sur ces ndx molécules, un tiers seulement $\frac{1}{3}ndx$ se meuvent vers le plan. Mais, dès que ces molécules quittent la couche considérée, d'autres molécules, en nombre égal, situées à la distance l, se mettent en mouvement pour venir les remplacer; et, lorsque nos $\frac{1}{3}ndx$ premières molécules seront arrivées de l'autre côté du plan à la distance voulue $(l - x)$, la couche d'où elles sont parties aura reçu ces nouvelles molécules, qui de là marcheront à leur tour vers le plan de séparation. Les molécules de la couche seront ainsi renouvelées $\frac{1}{\frac{l}{u}} = \frac{u}{l}$ fois dans une seconde et se précipiteront un même nombre de fois vers le plan de séparation. Le nombre des molécules qui viennent de la couche située à la distance x et d'épaisseur dx, et qui traversent dans l'unité de temps l'unité de surface du plan de séparation, est donc [1]

$$\frac{1}{3}ndx\frac{u}{l}.$$

---

(1) La valeur de la pression sur la paroi d'un vase résulte immédiatement de cette manière de considérer le mouvement des molécules. En effet, les $\frac{1}{3}ndx\,\frac{u}{l}$ molécules que la couche x, $x+dx$ envoie vers la paroi dans l'unité de temps lui apportent une quantité de mouvement $\frac{nmu^2}{3l}dx$; et pour avoir la pression totale sur l'unité de surface de la paroi, il n'y a qu'à faire la somme des quantités de mouvement envoyées par les couches élémentaires comprises entre zéro et l,

$$p = \int_0^l \frac{nmu^2}{3l}dx = \frac{nmu^2}{3},$$

ce qui donne bien le résultat connu.

Outre leur vitesse d'agitation, ces molécules possèdent une vitesse de translation que nous pouvons représenter par

$$v_0 - x\frac{dv}{dx},$$

v_0 étant la vitesse au plan de séparation et $\frac{dv}{dx}$ le rapport d'un accroissement infiniment petit de la vitesse à un accroissement infiniment petit de la distance, rapport qui peut être considéré comme constant dans l'intervalle très-petit o — l.

Chaque molécule prend dans la couche où elle arrive de l'autre côté du plan la vitesse des molécules de cette couche

$$v_0 + (l - x)\frac{dv}{dx};$$

elle éprouve donc un accroissement de sa quantité de mouvement égal à

$$m\frac{dv}{dx}l;$$

et, comme il passe dans l'unité de temps, à travers l'unité de surface du plan de séparation, $\frac{1}{3}n\,dx\frac{u}{l}$ molécules venant de la couche x, $x + dx$, la quantité de mouvement à leur fournir est

$$\frac{1}{3}mn\frac{u}{l}\,l\,\frac{dv}{dx}dx.$$

La quantité de mouvement gagnée par toutes les molécules venant de la couche entière d'épaisseur l est

$$\frac{1}{3}mnu\frac{dv}{dx}\int_0^l dx \quad \text{ou} \quad \frac{1}{3}mnul\frac{dv}{dx}.$$

Telle est la mesure de la force de frottement par unité de surface. Le coefficient de frottement, ou le facteur par lequel il faut multiplier $\frac{dv}{dx}$ pour avoir la grandeur de cette force, est donc

$$\frac{1}{3}mnul,$$

ou, en mesure absolue,

$$\eta = \frac{1}{3} gmnul,$$

η étant le coefficient relatif à l'unité de masse.

Le produit $nl = \frac{3}{4\pi\rho^2}$ (¹) est indépendant de la température et de la pression ; $u = u_0 \sqrt{\frac{T}{273}}$. La constante de frottement est donc indépendante de la pression et proportionnelle à la racine carrée de la température absolue.

Il résulte, en effet, des recherches de Graham, de M. Maxwell et de M. Meyer, ainsi que des mesures récentes de MM. Kundt et Warburg (²), que le frottement d'un même gaz est indépendant de la pression sous laquelle il se trouve ou de sa densité, tant que du moins on n'est pas arrivé à ces degrés de vide auxquels le chemin moyen qu'une molécule parcourt sans obstacle devient comparable à l'épaisseur de la couche frottante, conditions dans lesquelles la théorie précédente ne s'applique plus.

Que, d'autre part, le frottement croisse avec la température, c'est bien ce qui résulte des recherches de M. Maxwell (³) et de M. Meyer (⁴). Mais M. Maxwell trouve cet accroissement proportionnel à la température absolue et non à la racine carrée de la température. C'est même à cause de cela que, ainsi que je l'ai indiqué plus haut, M. Maxwell a édifié une nouvelle théorie des gaz dans laquelle les molécules ne se meuvent plus indépendantes les unes des autres, mais exercent l'une sur l'autre une répulsion inversement proportionnelle à la cinquième puissance de la distance. A cela M. Meyer a d'abord répondu que les déterminations des coefficients de frottement n'étaient nullement susceptibles d'une exactitude suffisante pour qu'on pût en déduire la

(¹) Verdet, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II, p. 50.

(²) Kundt et Warburg, *Pogg. Ann.*, 1875, t. CLV, p. 337 et 525 ; et *Journal de Physique*, t. V, p. 118.

(³) Maxwell, *Phil. Trans.*, 1866, p. 249 ; et *Phil. Mag.*, 1868, 4ᵉ série, t. XXXV, p. 129 et 185.

(⁴) Meyer, *Poggendorff Ann.*, 1865, t. CXXV ; 1866, t. CXXVII ; 1871, t. CXLIII ; et *Journal de Physique*, t. II, p. 268.

fonction de la température qui donne la variation du coefficient. Puis il a cherché cependant à déterminer expérimentalement cette fonction, et il a trouvé un accroissement du coefficient un peu plus rapide que la racine carrée de la température absolue, mais plus lent que la température même : il trouve à peu près

$$\eta = \eta_0(1 + 0,0025t),$$

t étant la température mesurée sur l'échelle centigrade. M. Meyer conclut de là que le changement du coefficient n'est pas, en effet, proportionnel à la racine carrée de la température absolue ; mais il ne croit pas que l'on doive pour cela renoncer à la théorie élémentaire des gaz. On devrait plutôt, d'après lui, regarder les chemins moyens et par suite les rayons des sphères d'activité des molécules comme dépendant eux-mêmes de la température ([1]), hypothèse à laquelle Stefan avait déjà été conduit de son côté ([2]). Le frottement de l'air dans un tube capillaire a conduit également M. Puluj ([3]) à une variation du coefficient de frottement comprise entre ses deux valeurs théoriques : il trouve en effet

$$\eta = \eta_0(1 + \alpha t)^{0,59}.$$

M. Eilhard Wiedemann a obtenu tout récemment ([4]) des valeurs de l'exposant n dans l'expression

$$\eta = \eta_0(1 + \alpha t)^n,$$

différant d'un gaz à l'autre et différant pour un même gaz avec la température. Que n change de l'air à l'acide carbonique ou à l'éthylène, cela n'a rien de très-surprenant et ne touche pas à la théorie ; car la théorie ne convient à proprement parler ni à l'éthylène, ni à l'acide carbonique. Mais la variation de n avec la température dans le cas de l'air ([5]) nous ramène aux difficultés ren-

---

([1]) Il s'agit ici d'une variation à densité constante, indépendante de la variation proportionnelle à la densité dont nous parlerons plus loin.

([2]) Wüllner, *Traité de Physique expérimentale*, Leipzig, 1875, t. III, p. 338.

([3]) Puluj, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1874, p. 22 et 160, et *Journal de Physique*, t. IV, p. 220.

([4]) Eilhard Wiedemann, *Archives de Genève*, 1875, t. LVI, p. 277.

([5]) M. Eilhard Wiedemann trouve pour l'air $n = 0,73$ entre zéro et 100° et $n = 0,67$ entre 100° et 184°,5.

contrées par M. Meyer. Comme, d'autre part, « les moindres erreurs de mesure modifient ces résultats dans des proportions considérables », de nouvelles expériences sont nécessaires pour résoudre la question.

Les mesures actuelles suffisent toutefois pour calculer la longueur l du chemin moyen en fonction de l'unité ordinaire de longueur. Nous avons, en effet, pour l,

$$l = \frac{3\eta}{gmnu},$$

expression dans laquelle tout est connu : η est le coefficient de frottement donné par l'expérience, gmn est le poids de l'unité de volume du gaz, $u = 485000\sqrt{\frac{1+\alpha t}{d}}$ (1).

En utilisant les coefficients de frottement déterminés avec beaucoup de soin par MM. Meyer et Springmühl (2) et confirmés par MM. Kundt et Warburg, on trouve les valeurs suivantes du chemin moyen pour les différents gaz à zéro et sous la pression 760 millimètres :

	mm
Air	0,000090
O	0,000096
Az	0,000089
CO	0,000089
CO^2	0,000062
H	0,000169

Ainsi, pour l'air, le chemin moyen d'une molécule à zéro et sous la pression 760 millimètres est à peu près le $\frac{1}{6}$ de la longueur d'onde de la lumière jaune.

Comme, d'autre part, on a

$$nl = \frac{3}{4\pi\rho^2},$$

c'est-à-dire que le produit du nombre des molécules contenues dans

(1) Verdet, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II, p. 28.

(2) Meyer et Springmühl, *Pogg. Ann.*, 1873, t. CXLVIII, p. 526; et *Journal de Physique*, t. III, p. 295.

l'unité de volume par le chemin moyen est constant, on voit que le chemin moyen est lui-même inversement proportionnel au nombre des molécules contenues dans l'unité de volume, c'est-à-dire inversement proportionnel à la densité.

La longueur l une fois connue, l'équation de Clausius

$$nl = \frac{3}{4\pi\rho^2}$$

permet d'obtenir une valeur approchée du rayon ρ de la sphère d'activité d'une molécule. Si d'ailleurs on s'imagine les molécules d'un gaz comme des billes élastiques, la sphère décrite du centre d'une molécule avec un rayon égal au diamètre de la molécule étant la surface jusqu'à laquelle doit arriver le centre d'une autre molécule pour qu'il y ait choc, ρ sera le diamètre même des molécules. Pour avoir ce diamètre, on raisonnera comme il suit, d'après M. Loschmidt (¹). L'équation de Clausius peut s'écrire

$$\rho = \frac{8n\pi\rho^3}{6} l = 8\varepsilon l,$$

ε étant l'espace qu'occupent réellement les molécules contenues dans l'unité de volume, ou, si l'on veut, le coefficient de condensation idéale du gaz. Si, dans le gaz liquéfié, les molécules contenues dans l'unité de volume remplissaient tout l'espace sans laisser entre elles aucun vide, le coefficient de contraction idéale serait égal au rapport du poids spécifique s du gaz au poids spécifique S du liquide. Mais il est plus que douteux que dans les liquides les molécules soient rapprochées jusqu'au contact, et fussent-elles même ainsi en contact que, supposées sphériques, elles ne rempliraient pas tout l'espace. En posant donc

$$\varepsilon = \frac{s}{S},$$

nous avons une valeur vraisemblablement trop grande de ε et, par suite, la valeur de ρ, déduite de l'équation

$$\rho = 8\frac{s}{S} l,$$

(¹) LOSCHMIDT, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1865, t. LII, p. 395.

donne seulement une limite supérieure de la grandeur du diamètre des molécules gazeuses.

Cette formule ne s'applique directement qu'aux gaz que nous connaissons aussi à l'état liquide, comme, par exemple, le protoxyde d'azote, dont la densité à l'état liquide est 1,15 d'après Natterer : pour ce gaz, $l = 0^{mm},000062$; on a donc

$$\rho = 0^{mm},0000008.$$

Pour les gaz permanents, on peut encore obtenir une valeur approchée de ρ en utilisant cette remarque, que le poids spécifique d'un composé chimique ne diffère pas beaucoup du poids calculé au moyen des poids spécifiques des parties constituantes (prises sous le même état d'agrégation que le composé), comme si la combinaison était un simple mélange, c'est-à-dire à l'aide de la formule

$$\frac{P_1}{S_1} + \frac{P_2}{S_2} = \frac{P_1 + P_2}{S},$$

où P_1 et P_2 sont les poids des éléments de densité S_1 et S_2 et S la densité du mélange. Ainsi, si l'on admet pour

Densité de l'oxygène liquide	....	1,60
Densité de l'azote »	....	1,07
Densité de l'hydrogène »	....	0,28

cette formule donne les poids spécifiques suivants pour les composés liquides :

	POIDS SPÉCIFIQUES	
	calculé.	observé.
Eau......................	1,06	1,00
Protoxyde d'azote..........	1,22	1,15
Acide hypoazotique.........	1,32	1,45
Acide azotique............	1,42	1,55
Ammoniaque.............	0,72	0,76

Les densités admises pour l'oxygène, l'azote et l'hydrogène liquides conduisent aux valeurs suivantes de ρ :

	mm
Oxygène................	0,0000007
Azote..................	0,0000008
Hydrogène..............	0,0000004

Enfin, ρ et l étant ainsi connus, on peut calculer par l'équation même de Clausius le nombre des molécules contenues dans un volume donné de gaz. On trouve qu'un millimètre cube d'air à zéro et sous la pression 760 millimètres renferme environ 4.10^{15} molécules, nombre qui est bien d'accord (quant à l'ordre de grandeur, cela s'entend) avec ceux que l'on peut obtenir par des voies toutes différentes pour le nombre de molécules existant dans un volume donné de matière ([1]).

(*A suivre.*)

SUR LES EFFETS D'UN JET D'AIR LANCÉ DANS L'EAU;

PAR M. F. DE ROMILLY.

Comme suite à des recherches sur l'entraînement de l'air ambiant par un jet d'air ou de vapeur (*Journal de Physique*, t. IV, p. 267 et 334; *Bulletin de la Société française de Physique*, année 1875, p. 75), j'ai fait l'étude des effets d'un jet d'air lancé dans l'eau.

Voici quelques phénomènes qui me paraissent intéressants.

1° Si le jet est lancé à la surface de l'eau, ordinairement la surface se trouble et donne des effets confus de bouillonnement et de projection; mais, si le jet est lancé normalement à la surface et qu'on éloigne peu à peu le lanceur, il se trouve une distance où la dénivellation prend l'aspect d'une poche plus profonde que large et parfaitement lisse, possédant un mouvement de rotation peu rapide.

L'expérience peut se faire dans un verre ordinaire, avec un lanceur de 1 à 2^{mm} en communication avec un gazomètre donnant une pression constante de quelques centimètres d'eau. Il arrive alors souvent que le jet rend un son faible, très-doux et très-pur; ce son se renforce si l'on donne à côté la même note sur un violon; il s'éteint et la surface de la poche liquide se trouble si la note est discordante.

([1]) *Voir*, à ce sujet, TAIT, *Recent Advances in Physical Science;* Londres, 1876.

Ce phénomène rappelle l'expérience classique de Savart sur les jets d'eau.

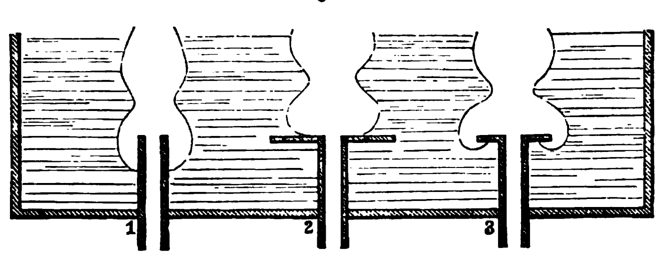
2° Lorsque le tube d'où l'air doit émerger plonge dans l'eau, voici ce qui se passe : pour se rendre un compte exact du phénomène, il faut que le tube parte du fond d'un récipient en verre plein d'eau et s'arrête à $0^m,10$ ou $0^m,20$ de la surface : alors, bien que l'air soit ainsi poussé de bas en haut, et par la pression et par la différence du poids spécifique, il ne s'élance point brusquement vers la surface, mais s'épanouit d'abord à la sortie et forme autour du tube une chambre sphérique d'air persistante qui descend de $0^m,1$ à $0^m,2$ au-dessous de l'orifice, maintenant ainsi sur une certaine longueur le bout terminal du tube hors du contact de l'eau.

On a donc une colonne d'air ascendante, ayant une base qui a plus du triple de diamètre de l'orifice de sortie.

Cette colonne d'air est tremblante à sa périphérie ; elle ne forme donc plus un cylindre régulier, mais elle a notamment une première irrégularité qui mérite attention : c'est qu'à peu de distance au-dessus de l'orifice elle se resserre pour s'élargir de nouveau.

Voici la représentation approchée de cet effet (*fig.* 1, tube 1).

Fig. 1.



Si le tube est terminé par une surface plane, la bulle s'épanouit de suite sur cette surface (tube 2) ; si la surface est insuffisante, la bulle déborde et descend au-dessous (tube 3).

Il y a là deux phénomènes simultanés, correspondant à deux effets du jet : 1° effet d'expansion latérale, qui forme la chambre d'air; 2° effet de la partie centrale du jet, qui s'élance à travers la chambre à air et produit une aspiration à la partie étroite.

Il va sans dire que ce phénomène général se modifie, comme

forme, avec l'inclinaison du tube et, comme grandeur, avec la différence de pression de l'air lancé et la contre-pression de l'eau ambiante. Avec de l'air ayant des excès de pression de plus en plus faibles, la sortie finit par avoir lieu bulle à bulle et le phénomène n'apparaît plus.

DE LA SUSPENSION ET DE L'ÉBULLITION DE L'EAU SUR UN TISSU A LARGES MAILLES;

PAR M. F. DE ROMILLY.

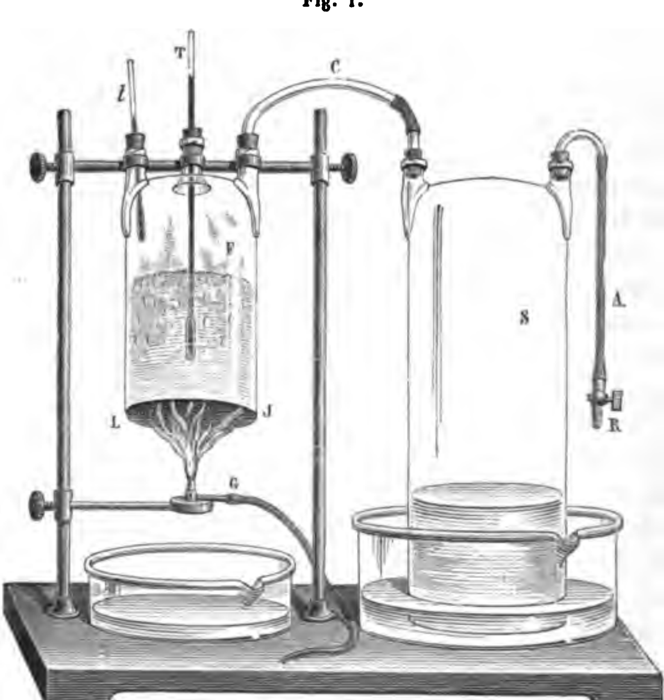
A la suite d'études que je faisais sur la capillarité, j'ai été amené à me demander si un tissu tendu sous une cloche pleine d'eau ne garderait pas cette eau au milieu de l'air ambiant, comme le font les tubes capillaires. C'est, en effet, ce qui a lieu : on prend, par exemple, une cloche en verre de $0^m,20$ de diamètre, on ferme la base ouverte par un tulle à larges mailles (2 à 3^{mm} de côté), on fixe cette cloche par un support de manière que la base ouverte soit en bas et bien horizontale, on plonge ensuite cette base dans une cuve pleine d'eau et l'on aspire l'eau à l'aide d'un tube fixé à une douille placée au haut de la cloche.

Après avoir fait monter l'eau dans la cloche à une hauteur quelconque, on ferme la rentrée de l'air par la douille au moyen d'un robinet. On peut alors retirer la cuve; l'eau se maintiendra dans la cloche. A chaque maille du tissu, on voit un ménisque très-prononcé.

La température influe sur les phénomènes capillaires ; cependant l'eau peut être portée à $100°$ et au-dessus, sans qu'elle s'écoule. Ainsi l'on prend une cloche fermée par un morceau de tulle à sa partie ouverte, on y fait tenir de l'eau en suspens, puis on place un bec de gaz allumé sous l'eau en suspens, la flamme s'épanouit sous la surface liquide; l'eau s'échauffe et bout sans tomber. Un tulle presque invisible peut servir indéfiniment à cette expérience. La chute n'arrive que lorsque l'ébullition est trop violente; mais, en réglant le feu au moment où un thermomètre, plongé dans l'eau, va atteindre $100°$, on peut maintenir indéfiniment une ébullition tranquille.

Pour être sûr du succès de l'expérience, on fait communiquer la cloche à ébullition avec une autre, dont le fond libre reste plongé dans une cuve d'eau ; l'aspiration détermine l'arrivée de l'eau dans les deux à la fois. La dilatation de l'air échauffé dans la cloche à tissu partage ses effets entre les deux cloches, et l'eau ne tombe pas. Avec une seule cloche, la dilatation de l'air et la vapeur feraient tomber peu à peu de petites masses d'eau, et la cloche pourrait se vider avant que l'eau n'arrivât à l'ébullition.

Fig. 1.



F, cloche à trois tubulures de 15 centimètres de diamètre; — T, thermomètre pour l'eau; — t, thermomètre pour l'air intérieur; — C, tube large de communication; — L, tube de 1^{mm}; — J, jarretière en caoutchouc; — G, bec de gaz; — S, grande cloche de réserve; — A, tube de caoutchouc; — R, robinet d'aspiration.

Il est à remarquer que ni avant ni pendant l'ébullition, les bulles formant les ménisques ne se déplacent pour monter à la surface ; elles demeurent stables, de petites bulles d'air d'abord, de vapeur ensuite, se forment sur la paroi ou même sur les fils du tissu et

demeurent en contact avec les ménisques, puis grossissent peu à peu et montent à la surface.

Cette expérience d'ébullition de l'eau sur un tissu réussit très-couramment avec une cloche de $0^m,60$ à $0^m,70$ de diamètre et du tulle de 2^{mm} de côté.

SUR LE PHÉNOMÈNE DIT DE LA GOUTTE NOIRE ET SON INFLUENCE SUR L'OBSERVATION DU PASSAGE DE VÉNUS;

PAR M. CH. ANDRÉ.

« Au lieu de se présenter à l'observateur comme le contact géométrique de deux cercles d'inégal rayon, dit le P. Hell dans son remarquable Rapport sur le passage de 1769, la planète Vénus et le bord du Soleil m'ont paru pendant longtemps réunis par un ligament noir, une véritable goutte noire, qui a duré pendant plus d'une minute. L'instant que j'ai noté pour celui du contact est celui de la rupture de cette goutte et l'apparition de la lumière, au point de contact entre Vénus et le Soleil. »

Tel est le phénomène qui, depuis plus d'un siècle, préoccupe les astronomes du monde entier. La détermination de l'instant du contact de Vénus avec le bord du Soleil a été, en effet, donnée autrefois par Halley, comme la meilleure méthode qui permette d'obtenir la parallaxe du Soleil, et par suite la distance du Soleil à la Terre.

A quoi attribuer une pareille apparence? Quel est alors le phénomène que l'astronome doit prendre pour l'instant du contact? Et ce phénomène, s'il est dû à des causes étrangères, peut-il être évité?

L'illustre Lalande, dans son Mémoire sur les passages de Vénus observés au siècle dernier, attribua la formation de la goutte noire à une cause tenant à l'œil lui-même et produisant les faits connus sous le nom d'*irradiation*. En vertu de l'irradiation, la forte lumière émise par le Soleil produit sur la rétine l'effet de nous faire voir le disque solaire plus grand qu'il ne l'est en réalité, celui de Vénus plus petit qu'il ne l'est en effet, d'où le ligament noir qui paraît les réunir.

Les astronomes ont depuis porté leur attention sur l'observation du passage de Mercure; mais, tandis que certains d'entre eux ont vu le ligament noir, d'autres ont, au contraire, observé un phénomène purement géométrique.

Après le passage de Mercure du 4 novembre 1868, M. Wolf et moi, nous avons cherché à reproduire artificiellement le passage lui-même, et nous avons été conduits à admettre que ce ligament noir était dû uniquement soit aux défauts des objectifs, soit à ceux de la mise au point de l'oculaire.

Mais, pendant l'observation que j'ai faite à Nouméa, le 9 décembre 1874, les apparences que j'ai vues m'ont paru ne point s'accorder avec nos opinions antérieures; et, depuis, j'ai installé des expériences nouvelles dont voici le résumé.

Le principe de l'appareil que j'ai employé, et qui a été construit par MM. Brunner frères, est le suivant :

Une lame de verre dépoli qu'on éclaire, soit à l'aide de la flamme du gaz réfléchi par de la chaux, soit avec la lumière Drummond, soit encore au moyen d'une machine électromagnétique de l'*Alliance*, figure le Soleil. Une lame métallique noircie, ayant d'un côté la courbure même du bord du Soleil, forme le fond obscur du ciel; mais son bord courbe est double. Une lame plus petite, usée sur le même bassin d'optique, mobile autour d'un centre et équilibrée de façon qu'elle coïncide avec la première dans l'état ordinaire, tourne dans un plan parallèle au sien (mais en ne cessant pas d'être invisible pour l'observateur), dès que la plus petite force vient à la soulever.

En avant de cette lame noircie se meut, entraîné par un mouvement isochrone du système de M. Y. Villarceau, un disque métallique dont le diamètre apparent, vu dans la lunette, est précisément celui de Vénus au jour du passage, et qui, de plus, coupe le Soleil sous l'inclinaison convenable.

L'un des pôles d'une pile communique avec la planète Vénus, l'autre avec le bord mobile du Soleil; de sorte que, au moment où le contact géométrique a lieu, un courant se produit, qu'on enregistre sur un chronographe Breguet. Sur le même chronographe s'inscrivent parallèlement l'heure donnée par une pendule Winnerl, et le *top* donné par l'observateur sur un manipulateur Morse.

Les conclusions auxquelles m'a conduit l'étude des contacts internes sont les suivantes :

1° Ce que l'on a appelé la *goutte noire,* le *pont* ou *ligament noir,* est, non pas un fait accidentel, mais bien un fait *nécessaire, caractéristique* du phénomène lui-même. Il n'est dû ni aux défauts de l'objectif, ni à la mauvaise mise au point de l'oculaire.

Avec une source lumineuse suffisamment intense, un pont se produit *toujours* au moment du contact géométrique, quelque parfaite que soit la lunette employée ; mais les dimensions angulaires de ce pont sont inversement proportionnelles au diamètre de l'objectif; et, dès que ce diamètre atteint 5 ou 6 pouces, le pont devient pour ainsi dire insensible.

2° On peut d'ailleurs le faire disparaître complétement dans l'image rétinienne, et cela de deux manières, soit en augmentant suffisamment le pouvoir absorbant du verre noir qui sert à l'observation, soit en plaçant en avant de l'objectif un écran particulier, formé d'un grand nombre d'anneaux très-étroits, séparés les uns des autres par des anneaux obscurs de même largeur.

On peut aussi le faire disparaître en réduisant d'une manière convenable l'intensité de la source lumineuse qui figure le Soleil. En rapprochant ce moyen du premier, on obtient une démonstration saisissante de ce fait que, dans l'observation astronomique, l'œil et la lunette forment un *système optique unique et déterminé.*

Dans l'un et l'autre de ces trois cas, le passage se produit d'une *façon géométrique.*

3° Tous ces faits sont d'accord avec la théorie de la diffraction bien interprétée et ils peuvent se démontrer par un calcul rigoureux.

4° L'existence de ce pont ou ligament noir n'est d'ailleurs point un obstacle réel à la bonne observation du passage. Dans ce phénomène, alors compliqué, il existe une *phase simultanée* pour toutes les lunettes, quelles qu'en soient les ouvertures, qui correspond au contact géométrique, et qu'après une éducation convenable on parvient à observer avec une erreur au plus égale à $0^s,75$ pour le contact interne d'entrée et à $1^s,50$ pour le contact interne de sortie.

5° L'erreur totale commise sur la durée du passage peut donc être réduite à $2^s,5$. Or, pour avoir la *parallaxe solaire à un centième de seconde d'arc,* il suffit de ne pas commettre sur cette durée une *erreur supérieure à cinq secondes de temps;* l'observa-

tion du passage de Vénus peut donc fournir cette parallaxe à *cinq millièmes de seconde d'arc* près.

LA PERSISTANCE DES IMPRESSIONS SUR LA RÉTINE, EXPÉRIENCES DIVERSES EXÉCUTÉES A L'AIDE DU PHÉNAKISTICOPE DE PROJECTION;

PAR M. C.-M. GARIEL.

La rétine possède une propriété particulière qui donne l'explication d'un grand nombre de phénomènes et qui a été mise à profit dans beaucoup d'expériences de Physique; nous voulons parler de la *persistance des impressions* par suite de laquelle toute sensation lumineuse est prolongée pendant un certain temps après l'instant où a cessé la cause qui lui avait donné naissance. Sans vouloir entrer dans les détails que comporterait une étude complète de cette propriété, nous signalerons ce fait, qu'elle est la cause de la *continuité* des sensations produites par des actions *intermittentes* en réalité. C'est ainsi que, d'une part, si devant une source lumineuse on fait tourner avec une certaine vitesse un disque présentant un certain nombre d'ouvertures, l'œil aura l'impression d'une lumière continue, pourvu que la durée du passage des parties pleines devant la source de lumière soit moindre que celle pendant laquelle la rétine conserve l'impression persistante; c'est même sur cette remarque qu'est basée l'une des méthodes à l'aide desquelles on a mesuré la durée de la persistance, qui a été évaluée à environ $\frac{1}{4}$ de seconde par Plateau. De même, si l'on projette sur un écran une image réelle formée par des rayons sur le trajet desquels on a placé le disque tournant dont nous venons de parler, l'image paraîtra exister sans interruption, bien que, en réalité, elle ne se produise que par intermittences. Il y a eu, dans ces deux cas, production de la *continuité dans le temps*.

C'est à cette circonstance qu'il faut rapporter l'expérience de la recomposition des couleurs à l'aide du disque de Newton; on voit en effet que, en un certain point quelconque que l'on fixe, passent successivement des bandes diversement colorées; chaque bande d'une couleur déterminée repasse assez tôt au même point pour

que l'impression qu'elle a produite ne soit pas effacée, et par suite l'effet est le même que s'il y avait persistance, continuité de la couleur considérée au point fixé; et, comme il en est de même pour chacune des couleurs, l'œil est affecté comme si toutes les couleurs existaient simultanément en ce point, d'où résulte l'effet observé, à savoir la production du blanc.

D'autre part, si un point lumineux se meut avec une suffisante rapidité, au lieu de le voir successivement aux différents points de la trajectoire qu'il suit en réalité, nous apercevons cette trajectoire sur une certaine étendue qui est celle qu'il parcourt pendant la durée de la persistance de l'impression; ainsi, si l'on fait mouvoir rapidement un charbon enflammé, on voit une ligne ou une bande lumineuse (suivant l'étendue de la partie en ignition), et, si le charbon décrit une circonférence, sa vitesse peut facilement être assez grande pour que cette ligne paraisse à la fois lumineuse dans toute sa longueur. Il y a eu ici production de la *continuité dans l'espace*. Nous signalerons, sans insister autrement, comme application de cette propriété le photomètre de Wheatstone.

Dans le premier cas que nous avons considéré, nous avons supposé implicitement que la source lumineuse et l'image avaient toujours même forme; s'il en était autrement, si les diverses images successives différaient les unes des autres, pourvu que les variations ne fussent pas trop considérables et qu'elles suivissent une certaine loi, nous serions affectés absolument de la même manière que si l'on avait devant soi une image ou un objet changeant de forme d'une manière continue et par degrés insensibles; il y a donc substitution à l'intermittence de la *continuité dans la forme*. Les expériences faites à l'aide du phénakisticope, soit par vision directe, soit par projection, sont des applications de cette propriété, qui dérive comme les précédentes de la persistance des impressions sur la rétine.

On conçoit facilement, sans qu'il soit nécessaire d'insister et parce qu'il n'y a pas jusqu'à présent d'application à signaler, qu'il pourrait de même y avoir lieu de constater la production de la *continuité dans l'intensité lumineuse*.

Il y a un appareil fort intéressant, employé d'une manière courante depuis quelques années dans les cabinets de Physique, et qui est une application des trois premiers principes que nous venons

de passer rapidement en revue : c'est le miroir tournant employé par Kœnig pour l'observation des flammes manométriques dans les expériences d'acoustique. Bien qu'à chaque révolution (ou quatre fois par révolution pour les miroirs ordinaires à quatre pans) l'image de la flamme n'apparaisse qu'un instant en un point, en chaque point elle paraît continue ; on fusionne de même les diverses images faites successivement en des points voisins, de manière que l'on voit une bande lumineuse continue ; enfin, en chaque point, il paraît y avoir oscillation continue, parce qu'en chaque point se produisent successivement des images correspondant à des phases différentes de la vibration de la flamme.

En se basant sur cette analyse sommaire de trois appareils différents au premier abord, le disque de Newton, le phénakisticope et les miroirs tournants, on conçoit que, puisqu'ils sont basés sur le même principe, ils doivent pouvoir donner lieu aux mêmes effets s'ils sont convenablement modifiés dans leur emploi. C'est par ce raisonnement que nous avons été conduit à nous servir du phénakisticope dans quelques expériences ; nous allons décrire les principales que nous avons faites déjà en nous servant d'un phénakisticope ordinaire de projection, dont on enlève seulement le plateau qui porte les figures servant ordinairement à donner l'impression de figures mobiles. Les expériences réussissent mieux en faisant doubler le nombre des lentilles qui existent ordinairement, ce qui ne change absolument rien au fonctionnement de l'appareil et donne une intensité plus considérable aux images obtenues.

I. Les lentilles mobiles étant au repos, on projette sur un écran une image lumineuse quelconque, celle de l'ouverture pratiquée dans un écran, par exemple ; si l'on vient alors à faire tourner lentement le disque qui porte les lentilles, on verra d'abord l'image se déplacer, disparaître, puis apparaître de nouveau en se formant à travers la lentille suivante. Mais, si l'on accélère la rotation, il y a un instant où les images successives se fusionnent, et l'on voit sur l'écran une bande lumineuse de la hauteur de l'image, courbée en arc de cercle. Cette bande lumineuse est naturellement de la couleur de la lumière qui sert à la projection.

II. Si, dans les mêmes conditions, on projette deux images de

couleur différente à la même hauteur, chacune d'elles donnerait lieu à une bande de la couleur correspondante si elle était seule; mais leur ensemble donne une bande de la couleur correspondant au mélange des deux couleurs données. En particulier, si l'on opère avec deux images colorées par la polarisation rotatoire et qui soient complémentaires, on a une bande blanche très-nette ; si l'on s'arrange pour que les deux images, sans être à la même hauteur complétement, aient une partie au même niveau, les deux bandes colorées empiéteront partiellement et donneront pour cette partie commune une bande blanche, accompagnée en haut et en bas d'une bande colorée ; on voit ainsi à la fois les couleurs composantes séparées par une bande ayant la couleur résultante.

III. Si l'on projette de la même façon un spectre à l'aide d'un prisme vertical, la rotation de l'appareil donnera une bande d'un blanc parfait. Cette expérience est intéressante en ce qu'elle montre successivement au même point le spectre et la lumière blanche provenant de la recomposition des lumières colorées qui le composent, ce qui constitue une disposition particulièrement favorable pour les cours.

IV. On place derrière l'appareil une flamme manométrique et l'on cherche l'image de cette flamme sur un écran; la flamme étant peu lumineuse, il convient d'opérer dans une salle aussi peu éclairée que possible. La rotation de l'appareil donne naissance sur l'écran à une bande lumineuse dont le bord inférieur, seul bien limité (l'image étant renversée), est uni; mais, si la flamme vient alors à vibrer par suite d'une quelconque des expériences où l'on emploie d'ordinaire le miroir tournant, le bord inférieur de la flamme présente des dents ayant une forme analogue à celles que l'on observe dans le miroir tournant. Cette expérience, qui permet de projeter facilement toutes les expériences comportant des flammes manométriques, a paru utile dans diverses circonstances; il est certain que, dans une vaste salle, l'emploi du miroir est peu commode; d'une part, les auditeurs ne savent pas au juste quel point il faut regarder; puis les images sont d'une faible intensité et sont d'autant moins facilement distinctes que la flamme, plus intense, est voisine de l'image. Dans le cas de la projection, au contraire, l'écran

est un point déterminé sur lequel l'attention est seulement appelée; la flamme n'étant pas vue directement, les images sont plus faciles à distinguer. Ajoutons, mais c'est là un point sur lequel nous nous proposons de revenir, que les images dentelées sont moins déformées que par l'emploi du miroir, et qu'elles permettront sans doute d'effectuer des mesures, si l'on a soin de communiquer au disque mobile un mouvement uniforme dont la vitesse soit connue.

GEORGE FRANCIS FITZGERALD. — On the rotation of the plan of polarisation of light by reflection from the pole of a magnet (Rotation du plan de polarisation par la réflexion sur le pôle d'un aimant); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXV, p. 447; 1876.

M. Kerr a reconnu que le plan de polarisation d'un rayon lumineux tournait d'un certain angle lorsque ce rayon était réfléchi sur l'armature polie d'un électro-aimant. Il a annoncé ce fait nouveau à la dernière session de l'Association britannique (septembre 1876). Depuis, M. Fitzgerald a cherché à rendre compte du phénomène par des considérations théoriques, et il est arrivé à conclure de ses raisonnements que la polarisation rectiligne du rayon incident devait se transformer par la réflexion en polarisation elliptique. Alors, guidé par les indications données par M. Kerr, il a tenté de vérifier l'exactitude de ses conclusions. Voici comment il a disposé l'expérience.

Deux parallélipipèdes de fer doux sont fixés aux pôles d'un électro-aimant, qui est vertical et a la forme d'un fer à cheval. La première armature est parfaitement polie sur l'une de ses faces latérales; devant cette face et à une très-petite distance se trouve une des arêtes de la seconde armature. Plusieurs doubles de papier sont insérés à la partie supérieure, entre l'arête et la face, pour empêcher les armatures de se réunir lorsque l'électro-aimant entre en activité. C'est sur la portion de la face polie opposée à l'arête que l'on fait arriver le rayon polarisé soumis à l'expérience. Il est polarisé par un prisme de Nicol perpendiculairement ou parallèlement au plan d'incidence, qui est d'ailleurs horizontal, il se réfléchit et passe à travers un second Nicol après la réflexion. Lorsque l'électro-aimant n'est pas en activité, on peut éteindre le rayon

réfléchi en mettant les deux Nicols à angle droit l'un de l'autre. L'appareil étant dans ces dernières conditions, on voit reparaître la lumière dès que le courant de la pile anime l'électro-aimant. L'auteur a reconnu que la lumière réfléchie était elliptiquement polarisée. En effet, en tournant le second Nicol, il n'est pas possible de ramener l'extinction complète.

Nous allons tracer les traits généraux de la théorie au moyen de laquelle l'auteur a rattaché ce phénomène à la rotation du plan de polarisation découverte par Faraday. A cet effet, il décompose la vibration rectiligne incidente en deux vibrations circulaires de sens contraires. Ces vibrations ne se propagent pas avec la même vitesse à l'intérieur d'un composé ferrugineux soumis à une forte action magnétique, ainsi que le prouvent les expériences de Faraday sur la rotation du plan de polarisation produite par le magnétisme. Les deux rayons polarisés circulairement ont donc un indice de réfraction différent. L'auteur, transportant au fer doux cette propriété des composés transparents, croit pouvoir en déduire que les intensités des deux rayons circulaires, identiques avant l'incidence, doivent être différentes après la réflexion. D'ailleurs les deux composantes rectilignes de chacun des rayons incidents polarisés circulairement, l'une parallèle au plan d'incidence, l'autre perpendiculaire à ce plan, doivent subir par la réflexion des différences de phase. La recomposition des rayons réfléchis donne évidemment un rayon polarisé elliptiquement.

M. Fitzgerald a essayé de prévoir par cette théorie le sens du mouvement de rotation elliptique, et il a vérifié l'exactitude de ses prévisions. D'après l'auteur, la même théorie a pour conséquence que les substances qui produisent, dans l'expérience de Faraday, une rotation négative, comme les sels de fer, doivent modifier le rayon réfléchi, comme l'a fait l'armature de fer. Les substances qui produisent la rotation positive imprimeraient au rayon réfléchi une rotation de sens inverse. Mais avec la substance la plus active, le fer, l'effet n'est pas considérable; il doit être très-faible avec les autres substances. Il faudra recourir à des artifices d'expérience pour le constater.

J. du Platel.

E. LOMMEL. — Ueber Fluorescenz (Sur la fluorescence); *Ann. de Pogg.*, t. CLIX, p. 514, 1876.

Depuis longtemps déjà, M. Lommel (¹) avait signalé le rouge de naphtaline (rose de Magdala), comme une substance fluorescente qui n'obéit pas à la loi de Stokes, et pour laquelle chaque rayon homogène, capable d'être absorbé, éveille la totalité du spectre fluorescent, soit que le rayon excitateur possède une réfrangibilité supérieure ou inférieure à celle du rayon le plus réfrangible de ce spectre.

La rectitude absolue de la loi de Stokes a été récemment soutenue par M. Hagenbach (²) et par M. Lubarsch (³), comme ne comportant aucune exception. Nous avons publié une analyse du Mémoire de M. Lubarsch (⁴) à laquelle le lecteur voudra bien se reporter.

M. Lommel publie aujourd'hui une nouvelle étude de la fluorescence du rouge de naphtaline, dans laquelle il s'est efforcé, par la variété des méthodes et le nombre des vérifications, d'écarter toute objection possible. De plus, il ajoute à la liste des substances qui n'obéissent pas ou qui n'obéissent que partiellement à la loi de Stokes, la chlorophylle, l'éosine et de nouvelles matières colorantes qu'il nomme *rouge, bleu* et *vert de chamæléine*. Suivant M. Lommel, il y aurait deux sortes de fluorescence, l'une assez exceptionnelle, telle que tout rayon excitateur détermine la production de la totalité du spectre fluorescent; ou si celui-ci comprend plusieurs parties séparées, de la portion du spectre fluorescent dans laquelle le rayon excitateur se trouve compris; — l'autre mode de fluorescence, qui est le plus habituel, est défini par la loi de Stokes. Certains corps possèdent seulement le premier mode de fluorescence : à ce groupe appartiennent le rouge de naphtaline, la chlorophylle et l'éosine; d'autres corps n'ont que le second mode, et dans ce groupe se rangent la plupart des substances connues. Enfin certains corps posséderaient les deux sortes de fluorescence, la pre-

(¹) LOMMEL, *Annales de Poggendorff*, t. CXLIII.
(²) HAGENBACH, *ibid.*, t. CXLVI.
(³) LUBARSCH, *ibid.*, t. CLIII.
(⁴) *Journal de Physique*, t. IV, p. 93.

mière pour une portion définie de leur spectre de fluorescence, la seconde pour une autre portion. C'est à cette dernière catégorie qu'appartiendraient les couleurs de chamæléine.

L'auteur reproche à ses contradicteurs : 1° d'avoir opéré avec des intensités lumineuses trop faibles; 2° de ne pas s'être mis suffisamment en garde contre l'influence de l'absorption, exercée par la substance fluorescente sur les rayons qui composent la partie la plus réfrangible du spectre fluorescent. Ainsi M. Lubarsch fait traverser aux rayons excitateurs une couche de substance fluorescente de 2^{mm} d'épaisseur, avant de les recevoir dans l'appareil spectral. Sous cette épaisseur, une solution moyennement concentrée de rouge de naphtaline absorbe complétement les rayons les plus réfrangibles qu'elle peut émettre par fluorescence : M. Lubarsch a établi lui-même ([1]) l'intensité de cette absorption.

Je n'indiquerai qu'une seule des expériences de M. Lommel. La substance fluorescente est contenue dans une fiole cylindrique en verre blanc. Celle-ci est placée dans une boîte cubique en bois, dont les parois sont enduites de noir de fumée, et dont la face antérieure porte une fente de $0^{mm},5$ de large. Sur cette face on projette un spectre solaire intense, de telle sorte que la fente recueille un faisceau mince de lumière homogène, qu'une lentille de $0^{m},16$ de foyer concentre ensuite sur la paroi de la fiole. Celle-ci est placée de façon que le faisceau réfléchi soit rejeté de côté. L'appareil spectroscopique est porté dans l'intérieur même de la boîte, de façon que la fente soit aussi voisine que possible de la paroi de la fiole. Si l'on néglige cette précaution, la lumière introduite dans l'appareil spectral est plus riche en rayons qui ont pénétré à une certaiue profondeur dans le liquide qu'en rayons diffusés à sa surface, et sa qualité est plus ou moins masquée par l'absorption : le spectre présente dans sa partie la plus réfrangible une intensité si faible qu'on peut ne pas en reconnaître l'existence : c'est, d'après M. Lommel, ce qui a dû arriver dans les expériences que l'on oppose aux siennes.

Les résultats suivants se rapportent au rouge de naphtaline, et sont exprimés, comme ceux de M. Lubarsch, à l'aide de l'échelle de Bunsen.

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 293.

Lumière excitatrice.	Lumière émise par fluorescence.
39	Rien.
40	»
41	35 à 55 Extrêmement faible.
42	35 à 55 Très-faible.
43	35 à 55 Faible.
44	34 à 56 Plus forte.
45	34 à 56 Idem.
46	35 à 57 Encore plus forte.
47	33 à 57 Idem.
48	33 à 57 Brillante.
49	33 à 57 Idem.
50	33 à 57 Idem.
51	33 à 57 Éclatante.
52	33 à 57 Idem.

Avec la lumière solaire blanche concentrée, le spectre fluorescent atteint 60 par son côté le plus réfrangible, 28 par son côté le moins réfrangible.

La limite supérieure du même spectre est fixée, par M. Lubarsch, à la division 57 de l'échelle, et le maximum d'absorption à la division 56.

L'écueil à éviter dans ce genre d'expériences consiste dans l'introduction, avec la lumière simple que l'on croit employer, d'une proportion plus ou moins forte de lumière étrangère, réfléchie ou diffusée par les prismes et appareils qu'on ne peut se dispenser d'introduire sur le trajet des rayons.

Il semble que les nouvelles expériences de M. Lommel sont exemptes des reproches qui avaient été adressés, à cet égard, à ses expériences antérieures, et que l'on peut être autorisé à révoquer en doute la généralité absolue de la loi de Stokes, jusqu'à ce que les expériences actuelles aient été, soit confirmées par d'autres expérimentateurs, soit démontrées décidément fautives. La question ne peut être considérée comme tranchée, ni dans un sens, ni dans l'autre.

E. Bouty.

P. SILOW. — Ueber die Dielektricitätsconstanten der Flüssigkeiten (Constantes diélectriques des liquides); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 388, 1875.

Une aiguille, portant un miroir, est suspendue au centre d'une cage en verre sur laquelle on a collé quatre bandes de papier d'étain, imitant par leur disposition les cadrans de l'électromètre Thomson; l'aiguille était mise en communication avec la terre, et les quatre bandes peuvent être mises en communication, par couples, avec le pôle d'une pile ou avec la terre. Les déviations produites par une même pile ont été mesurées dans l'air d'abord, puis en remplissant la cage de liquide. D'après une théorie bien connue, le rapport de ces déviations dans le liquide et dans l'air est la constante diélectrique du liquide; celle-ci a été trouvée de 2,221 pour une essence de térébenthine dont les indices de réfraction étaient 1,468, 1,472, 1,475, et 1,481 pour les raies D, *b*, F, G.

L'auteur n'a pu obtenir de déviations en opérant dans l'alcool.

A. Potier.

SILOW. — Ueber die Dielektricitätconstanten der Flüssigkeiten (Sur la constante diélectrique des liquides); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 305, 1876.

La méthode employée pour déterminer la capacité des condensateurs est celle de Siemens; ceux-ci étaient formés de deux plaques dorées, maintenues à une distance de $1^{mm},5$ par de petits morceaux de gutta-percha et entièrement plongés dans le liquide à expérimenter; leur capacité électrique s'est montrée indépendante de la charge et de la durée de celle-ci, et les constantes diélectriques sensiblement proportionnelles aux carrés des indices, pour le pétrole, le benzol et l'essence de térébenthine.

A. Potier.

W. KÜHNE. — Vorläufige Mittheilung über optographische Versuche. Zweite Mittheilung uber Optographie (Communications sur l'Optographie); *Centralblatt für die medicinischen Wissenschaften*, p. 33 et p. 49; 1877.

M. Boll communiqua, le 12 novembre 1876, à l'Académie de Berlin sa découverte sur les changements de couleur de la rétine, qui

est d'un rouge pourpre quand l'animal est maintenu pendant quelque temps dans l'obscurité, et qui se décolore après une exposition de durée convenable à la lumière intense du jour. Ce fait a conduit M. Kühne à penser qu'il n'était pas impossible de fixer sur la rétine l'image des objets qu'un animal aurait vus avant sa mort. Il a parfaitement réussi avec des objets présentant des régions vivement éclairées et d'autres assez obscures.

A la suite de recherches préliminaires, il a suivi le procédé opératoire suivant : la tête et l'œil d'un lapin ordinaire ont été bien fixés à la distance de $1^m,50$ d'une ouverture de $0^m,30$ de côté faite au volet d'une chambre noire. Pendant cinq minutes, la lumière a été interceptée par un morceau de drap noir qui recouvrait la tête de l'animal; puis le drap a été enlevé et, pendant trois minutes, l'œil a reçu la lumière diffuse qui entrait par l'ouverture. Dans la chambre, qui, fermée aussitôt, n'était plus alors éclairée que par la lumière jaune du sodium, l'animal a été décapité et l'œil, rapidement enlevé, a été ouvert et placé dans une solution qui contenait 5 pour 100 d'alun. Deux minutes après la mort, l'œil qui restait a été exposé comme le premier à la lumière, puis traité de même. Le lendemain matin, la rétine avait une coloration d'un blanc laiteux et était devenue assez dure; elle a été isolée avec soin et séparée du nerf optique, puis retournée. Alors se montra sur un champ d'un beau rose une image brillante nettement définie et carrée comme l'ouverture. Sur la rétine de l'œil qui avait été mis en expérience pendant la vie de l'animal, l'image était un peu rose et elle était moins bien définie; sur l'autre rétine, l'image paraissait parfaitement blanche. La grandeur des images était un peu plus grande que 1^{mmq}.

Les physiciens qui voudront répéter l'expérience peuvent s'éviter la peine de fixer la tête et l'œil de l'animal. Ainsi, M. Kühne, dans la dernière expérience qu'il cite, décapite l'animal après l'avoir tenu pendant quelque temps dans l'obscurité. Puis il exposa successivement chacun des deux yeux devant une lucarne qui éclairait par le haut son laboratoire, et il opéra ensuite comme nous l'avons dit. Il vit se reproduire non-seulement le contour de la lucarne devant laquelle il avait exposé les deux yeux, mais de belles raies rouges figuraient les baguettes transversales de bois formant les barreaux de la fenêtre. A une certaine distance se trouvait une

seconde image sur laquelle on n'avait guère compté, c'était l'image d'une seconde lucarne qui éclairait aussi le laboratoire par le haut.

C. ARNAUD.

S.-P. LANGLEY. — Measurement of the direct effect of sun-spots on terrestrial climates (Mesure de l'effet direct des taches du Soleil sur les climats terrestres); *Astronomical Society's monthly Notices*, for nov. 1876.

En 1845, M. Henry établit que la radiation calorifique d'une tache solaire est moindre que la radiation du reste de la photosphère. Depuis cette époque, aucune mesure n'a été faite pour déterminer de combien la radiation d'une tache est inférieure à celle de la photosphère. C'est qu'en effet la question de mesure est très-difficile : il faut distinguer dans la tache l'ombre et la pénombre, dont les radiations sont différentes; et, dans la projection télescopique d'une tache, le tremblement de l'image produit habituellement une oscillation de l'ombre, dont l'amplitude est supérieure au demi-diamètre de l'ombre elle-même. La pile thermo-électrique exposée à l'action de l'ombre se trouve donc toujours plus ou moins influencée par la pénombre; et de même, dans la pénombre, la pile subira alternativement l'action de l'ombre et de la photosphère. On se trouve donc amené à n'opérer qu'aux rares et courtes époques où l'image télescopique est fixe, et ces époques dans les climats du Nord coïncident précisément avec une humidité extrême et une nébulosité de l'atmosphère, évidemment très-défavorables aux observations.

M. Langley espère cependant être arrivé à des résultats satisfaisants par la précision avec laquelle il a réussi à écarter de sa pile tout rayonnement étranger. De 36 mesures d'ombre et 32 mesures de pénombre effectuées dans l'automne 1874 et le printemps 1875, il conclut que : « en prenant pour unité la radiation thermique moyenne de la photosphère dans le voisinage de la tache, la radiation moyenne de l'ombre est 0,54 (avec une erreur probable de 0,005) et la radiation moyenne de la pénombre 0,80 (avec une erreur probable de 0,01). »

Prenant ensuite les mesures d'ombre et de pénombre, dues à MM. de la Rue, Stewart et Lœvy, d'où il résulte que l'aire moyenne de l'ombre est les 0,27 de l'aire moyenne de la tache, et d'où il

suit également que l'aire moyenne des taches du Soleil est les 0,001392 de l'aire totale du disque visible dans une année de maximum, et les 0,000077 de cette même aire dans une année de minimum, l'auteur conclut que la radiation thermique des taches est égale à 0,001016 dans une année de maximum, et 0,000055 dans une année de minimum. Par suite, la radiation solaire ne doit varier que de 0,001 environ de sa valeur d'une année de minimum de taches à une année de maximum. Cet effet direct des taches produirait, dans la température moyenne de la Terre, une faible oscillation, dont la valeur exacte est difficile à fixer *a priori,* mais qui ne saurait dépasser 0°,3.

Bien que les mesures de M. Langley aient été faites avec un réfracteur et dans des conditions atmosphériques particulièrement défavorables, bien qu'une absorption considérable et inégale ait atteint les rayonnements étudiés avant leur arrivée à la pile, les résultats obtenus n'en ont pas moins une grande importance : ils indiquent une petite oscillation de la température moyenne du globe. Mais, quels que soient le nombre et l'étendue des taches du Soleil, cette oscillation nous semble trop petite pour être reconnue par l'observation, et pour influer sur le climat d'une contrée quelconque.

J. Violle.

W. BEETZ.— Ueber das elektrische Leitungsvermögen des Braunsteins und der Kohle (Conductibilité de minerais de manganèse et de quelques charbons); *Ann. de Pogg.*, t. CLVIII, p. 653, 1876.

Cette conductibilité, celle du mercure ayant été prise pour unité, a été trouvée égale à

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
$\frac{16 \text{ à } 26}{10^7}$	$\frac{12 \text{ à } 23}{10^5}$	$\frac{17}{10^5}$	$\frac{455}{10^5}$	$\frac{1100}{10^5}$	$\frac{1380}{10^6}$	$\frac{2880}{10^5}$.

(1) Manganite. (2) Pyrolusite. (3) Charbon de cornues (Nurenberg). (4) Graphite (crayons d'artiste F. Faber). (5) Charbon de cornue (Munich). (6) Id. de Ruhmkorff. (7) Charbon d'une lampe Foucault (Duboscq).

A. Potier.

Dr L. BLEEKRODE. — Experimentelle Untersuchungen über Electromaschinen mit Ebonitscheiben (Recherches expérimentales sur les machines électriques à plateaux d'ébonite); *Annales de Poggendorff*, t. CLVI, p. 278; 1875.

L'auteur a construit d'abord une machine avec un plateau mobile et un plateau fixe; il trouve que l'ébonite développe une bien plus grande quantité d'électricité, qu'elle est bien moins hygrométrique que le verre; le conducteur diamétral semble jouer dans ces machines un rôle bien plus important que dans les machines à plateaux de verre. Dès qu'on éloigne ce conducteur, les plateaux semblent avoir perdu toute leur charge, et cependant la machine recommence à fonctionner dès qu'on approche de nouveau le conducteur à 3 ou 4 centimètres du plateau tournant devant les armatures. La machine cesse également de fonctionner dès qu'on amène les deux électrodes au contact; ainsi, malgré l'identité de construction, le changement de la matière des plateaux entraîne des différences notables dans les propriétés de la machine.

A. POTIER.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome X. — Février 1877.

ALFRED DITTE. — *Note historique sur la constitution de la matière*, p. 145.

BERTHELOT. — *Formation thermique de l'ozone*, p. 162.

TH. DU MONCEL. — *Nouvelles recherches sur la conductibilité électrique des corps médiocrement conducteurs et les phénomènes qui l'accompagnent*, p. 194.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome III. — Février 1877.

SILAS-W. HOLMANN. — *Nouvelle méthode pour étudier la relation entre la viscosité et la température des gaz*, p. 81.

JOHN-WILLIAM DRAPER. — *Sur la photographie des lignes situées dans la région ultra-violette du spectre*, p. 86.

KARL HEUMANN. — *Contribution à la théorie des flammes* (IIe Partie), p. 89.

W.-F. HILLEBRAND. — *Chaleurs spécifiques du cérium, du lanthane et du didyme*, p. 109.

E. BOUTY. — *Aimantation de l'acier par les courants*, p. 119.

MASKELYNE. — *Propriétés optiques de la ludlamite*, p. 135.

FREDERICK GUTHRIE. — *Baromètre à mercure sensible*, p. 139.

Tome CLIX. — N° 12. — Année 1876.

E. HAGENBACH. — *Sphère soutenue par un jet d'eau*, p. 497.

E. LOMMEL. — *Sur la fluorescence*, p. 514.

N. SCHILLER. — *Propriétés électromagnétiques d'un courant ouvert* (fin), p. 537.

H. BUFF. — *Thermo-multiplicateur employé en Météorologie*, p. 533.

R. HERWIG. — *Température des électrodes pendant le passage des étincelles d'induction*, p. 565.

H. ARON. — *Théorie des condensateurs*, p. 587.

W. RÖNTGEN. — *Relation entre la diminution de section du caoutchouc et sa dilatation linéaire*, p. 601.

J. WATERHOUSE. — *Influence de l'éosine sur le pouvoir photographique qu'exerce le spectre solaire sur le bromure d'argent et l'iodobromure d'argent*, p. 616.

W.-G. ADAMS. — *Action de la lumière sur le sélénium*, p. 621.

W.-G. ADAMS. — *Action de la lumière sur le tellure et le sélénium*, p. 62.

A. CORNU. — *Étude sur la diffraction. Méthode pour la discussion des problèmes de la diffraction*, p. 632.

W. HOLTZ. — *Figures électriques données par les isolateurs solides*, p. 638.

E. KOLACEK. — *Sur le travail nécessaire pour faire le vide dans un espace donné*, p. 643.

LECOQ DE BOISBAUDRAN. — *Propriétés physiques du gallium*, p. 649.

F. ZÖLLNER. — *Rectification*, p. 650.

A. SCHUSTER. — *Sur le radiomètre*, p. 651.

EILHARD WIEDEMANN. — *Histoire de la Physique chez les Arabes*, p. 656.

BERTHOLD. — *Histoire de la théorie des gaz de Bernoulli*, p. 659.

H.-W. VOGEL. — *Photographie des sons*, p. 661.

ALEXANDER.-J. ELLIS. — *Sur la théorie de M. Sonreck relative au développement des vibrations et au mouvement de la colonne d'air dans les tuyaux ouverts et fermés*, p. 664.

F.-W. SONRECK. — *Remarque sur la Communication précédente de M. J. Ellis*, p. 666.

JEANNEL. — *Influence des vibrations sonores sur le radiomètre*, p. 667.

SUR LA CAUSE DU MOUVEMENT DANS LE RADIOMÈTRE;

PAR M. P. GARBE,
Préparateur de Physique à l'École Normale supérieure.

On a longtemps discuté la question de savoir si les ailettes du radiomètre tournaient sous l'action propulsive directe de la source calorifique ou lumineuse, ou bien si le mouvement était dû à l'air renfermé dans l'appareil. On a vu, dans le *Journal de Physique*, que M. Schuster a, le premier, fait cette remarque importante, que, si la cause du mouvement était intérieure, le vase supposé libre devait tourner en sens contraire du moulinet, ce qu'il a en effet constaté. Mais, des expériences de M. Crookes étant venues jeter l'incertitude sur ce résultat, nous avons, M. Bertin et moi, entrepris de nouvelles expériences à ce sujet.

On sait que, lorsqu'un système est soumis à l'action de forces intérieures seulement, la somme des moments des quantités de mouvement de différents points par rapport à un axe quelconque est constante. Dans le cas qui nous occupe, le système se réduit à deux corps, le moulinet et le vase; et, si l'on suppose ce dernier capable de tourner autour du même axe que le moulinet, l'équation du mouvement sera, en désignant par ω et ω' les vitesses angulaires simultanées du vase et des ailettes à un instant quelconque,

$$\omega \Sigma mr^2 + \omega' \Sigma mr'^2 = \mathrm{K} \quad \text{ou} \quad \mathrm{I}\omega + \mathrm{I}'\omega' = \mathrm{K},$$

I et I' étant les moments d'inertie du vase et du moulinet, par rapport à l'axe commun de rotation.

La constante K est déterminée en fonction de deux vitesses angulaires correspondantes ω_1 et ω'_1,

$$\mathrm{I}(\omega - \omega_1) + \mathrm{I}'(\omega' - \omega'_1) = 0.$$

On peut déduire de cette formule générale plusieurs conséquences, que l'expérience devra vérifier :

I. Si le vase supposé libre et le moulinet partent du repos, on a

$$\omega_1 = \omega'_1 = 0,$$
$$\mathrm{I}\omega + \mathrm{I}'\omega' = 0.$$

Dans ce cas, le vase et le moulinet doivent constamment tourner en sens inverse l'un de l'autre, et de telle sorte que le rapport des vitesses angulaires soit égal au rapport inverse des moments d'inertie.

II. Supposons qu'on abandonne le vase seulement lorsque les ailettes possèdent une vitesse ω'_1, l'équation devient

$$I\omega + I'(\omega' - \omega'_1) = 0.$$

Donc, dans la suite du mouvement, toutes les fois que le moulinet aura une vitesse supérieure à ω'_1, le vase tournera en sens contraire des ailettes; si cette vitesse diminue et devient ω'_1, le vase doit s'arrêter, et enfin il devra tourner dans le sens des ailettes, pour toute vitesse du moulinet inférieure à ω'_1.

III. Si, par un moyen quelconque, le vase et le moulinet sont rendus solidaires, par exemple en retournant l'appareil comme l'a fait M. Righi et comme nous l'avons fait également,

$$(I + I')\omega = 0,$$

c'est-à-dire que le système entier doit rester immobile, quelle que soit l'intensité de la source.

Nous avons vérifié par l'expérience ces conséquences de la formule; mais nous nous sommes attaché spécialement à la première, qui donne lieu à des vérifications précises.

Pour déterminer le rapport $\frac{I}{I'}$ des moments d'inertie, il suffisait de faire osciller à l'extrémité d'un même fil de métal le moulinet d'abord, et ensuite l'appareil tout entier. Soient t' et t les durées d'oscillation; on a la relation

$$\frac{I + I'}{I'} = \frac{t^2}{t'^2},$$

$$\frac{I}{I'} = \frac{t^2 - t'^2}{t'^2}.$$

En faisant varier convenablement le poids du moulinet, nous avons obtenu trois radiomètres pour lesquels le rapport $\frac{I}{I'}$ était égal à 17, 45, 77.

On graduait ensuite le vase en 24 ou 36 divisions équidistantes

suivant un petit cercle situé au-dessus des ailettes, et il ne restait plus à faire que l'observation des vitesses.

Le radiomètre fut d'abord suspendu dans une balance de Coulomb, par un cheveu très-fin de 30^{cm} de longueur environ. Une tige à crémaillère passant dans l'ouverture du plateau de la cage portait à sa partie inférieure un anneau, muni de trois pointes équidistantes, sur lesquelles le vase était soulevé lorsqu'on voulait arrêter son mouvement, pour lui faire reprendre sa position d'équilibre. Avec cet appareil, nous avons toujours vu le vase partir en sens inverse du moulinet et faire plusieurs tours sans s'arrêter; nous avons vérifié la conséquence II de la formule et la conséquence III lorsque nous suspendions le radiomètre la tête en bas. Mais le rapport des vitesses s'est trouvé notablement plus grand que le rapport inverse des moments d'inertie.

Cette divergence tenait à deux causes : d'abord la torsion du cheveu, quelque faible qu'elle fût, et la résistance de l'air de la cage pouvaient gêner la rotation du vase. En outre, la méthode d'observation était défectueuse; nous attendions que le moulinet et le vase eussent pris un mouvement uniforme pour noter leurs vitesses respectives; mais pour cela le vase avait dû tourner d'un angle considérable, et la torsion du cheveu se faisait sentir et ralentissait sa vitesse.

Nous avons fait construire alors un appareil dans lequel on pouvait faire le vide, et dont le fil de suspension avait 60^{c} de longueur. C'était un fil de cocon de deux ou trois brins auquel le radiomètre était fixé par une goutte de mastic, et qu'une tige à crémaillère, passant dans une boîte à cuir, permettait d'élever ou d'abaisser à volonté.

La source dont nous nous servions était une lampe Drummond, qu'on approchait ou qu'on éloignait pour augmenter ou diminuer la vitesse de rotation du moulinet. Le mouvement du vase était ordinairement observé à la lunette; dans quelques expériences cependant nous projetions l'image du radiomètre sur un écran, sur lequel était tracée une ligne de repère. C'est cette dernière disposition que nous avons employée à la Société de Physique pour montrer la rotation du vase. Dans l'un et l'autre cas, on pointait sur un compteur le passage des divisions du vase, soit au réticule, soit au repère.

Au lieu d'attendre que le moulinet et le vase eussent pris leur mouvement uniforme, nous avons préféré, pour le motif indiqué précédemment, observer le phénomène pendant la période de vitesse variable du commencement, en ayant soin toutefois de ne comparer les vitesses que dans le même intervalle de temps. Pour cela, les deux compteurs partaient ensemble du moment où l'on faisait tomber la lumière sur le radiomètre; les ailettes et le vase se mettaient en mouvement en sens contraire, et lorsque plusieurs divisions du vase avaient passé sous le fil de la lunette, nous commencions à pointer, l'un le passage des divisions, l'autre le passage d'une ailette du moulinet observé directement. Un calcul simple permettait de déduire de ces pointages le rapport des vitesses moyennes, pendant l'intervalle de temps considéré.

C'est ainsi que nous avons obtenu pour rapport des vitesses les nombres 17,4, 47, 82; qui s'éloignent peu des rapports inverses des moments d'inertie.

DE LA THÉORIE CAPILLAIRE DE GAUSS ET DE SON EXTENSION AUX PROPRIÉTÉS CAPILLAIRES DES LIGNES LIQUIDES;

PAR M. G. LIPPMANN.

On sait que Gauss a appliqué le principe des vitesses virtuelles au problème de l'équilibre des liquides; on se rappelle que l'équation qu'il a ainsi établie fournit les principales lois de la capillarité, grâce à une déduction purement analytique que les successeurs de Gauss ont simplifiée; nous ne reviendrons pas sur cette déduction. Dans ce qui suit, nous reprendrons la question à son origine: nous essayerons d'exposer simplement, mais en la rendant plus précise, l'analyse qui conduit à l'équation fondamentale de Gauss; nous obtiendrons ainsi une équation plus complète, et qui permet de démontrer non-seulement les propriétés capillaires connues des surfaces liquides, mais encore d'autres propriétés analogues, appartenant aux lignes qui bornent ces surfaces.

I. Considérons un système de corps solides et fluides en équilibre. Pour pouvoir appliquer le principe des vitesses virtuelles à ce système, admettons avec Laplace et Gauss qu'on puisse l'assi-

miler à un ensemble de points matériels soumis à leurs actions mutuelles, à l'action de forces extérieures, et assujettis à certaines liaisons. Soit σ la somme des vitesses virtuelles des forces extérieures; ω la somme des vitesses virtuelles des forces intérieures ou moléculaires; il suffit, pour qu'il y ait équilibre, que l'on ait

$$\omega = \sigma.$$

On peut calculer ω en remarquant avec Gauss que cette quantité est une différentielle exacte; en effet, on voit facilement que la somme des vitesses virtuelles des actions *réciproques* de deux points quelconques ([1]) est une différentielle exacte; il en est donc de même de la somme de toutes ces sommes. On a donc $\omega = d\Omega$, Ω étant une certaine fonction dont il suffit de chercher la forme ([2]).

Afin de trouver la forme de Ω, considérons l'un des corps du système; soit α la somme des vitesses virtuelles des forces intérieures rapportée à l'unité de volume de ce corps, et V le volume de toute la portion de ce corps que l'on peut considérer comme homogène; cette somme, étendue à tout le volume V, aura pour expression ([3]) αV, à cause de cette homogénéité. En étendant le même raisonnement aux différents corps du système, on a

$$\Omega = \alpha V + \alpha_1 V_1 + \ldots;$$

$V, V_1, \ldots$ sont les volumes respectifs des portions homogènes du système (eau, air, verre, etc.); α, α_1 sont des constantes.

Mais, si l'on peut regarder les parties intérieures de chaque corps comme homogènes, et leur appliquer le calcul précédent, il n'en est pas de même des parties les plus superficielles; chaque surface de contact constitue une zone mince, hétérogène, qu'il convient de considérer à part.

Prenons d'abord le cas abstrait d'une surface plane et indéfinie.

([1]) A condition que la force φ, qu'ils exercent l'un sur l'autre, soit fonction seulement de la distance r des deux points; la somme des vitesses virtuelles correspondantes est alors $-\varphi dr = d\psi$, en posant $\psi = \int \varphi dr$.

([2]) L'emploi du potentiel en électricité est un autre exemple du même artifice, qui consiste à calculer la quantité cherchée en la regardant comme la différentielle d'une grandeur plus facile à évaluer.

([3]) Nous admettons implicitement que la sphère d'action moléculaire a un rayon insensible, mais infiniment grand par rapport aux distances intra-moléculaires.

Découpons, par la pensée, dans la zone hétérogène qui en est voisine une portion dont la base ait une aire égale à l'unité; le petit cylindre, ainsi défini, empiète jusqu'à une faible profondeur sur les deux corps contigus. Les points matériels qu'il contient fournissent à l'expression de Ω une somme qu'on peut désigner par β. Un second volume, emprunté à la même zone superficielle et défini comme le premier, fournit un second terme égal à β. Une surface d'aire égale à S fournira donc une somme de termes égale à βS. En étendant le même raisonnement à toutes les surfaces, c'est-à-dire à toutes les zones superficielles précédemment laissées de côté, on voit qu'on a

$$\Omega = \alpha V + \alpha_1 V_1 + \ldots + \beta S + \beta_1 S_1 + \ldots.$$

Mais les surfaces S, S_1 ne sont pas en général planes, et ne peuvent pas être indéfinies. Soit d'abord une surface plane limitée par une ligne quelconque; on peut regarder comme uniforme la constitution de toutes les parties de la surface qui sont à quelque distance de ce bord et leur appliquer le raisonnement fait plus haut. Les parties très-voisines de la ligne de bord constituent au contraire une sorte de cylindre délié, qu'il convient de considérer à part. Ce cylindre, qui a pour axe la ligne de bord, empiète jusqu'à une faible profondeur sur les surfaces, c'est-à-dire sur les trois corps contigus. Soit γ la somme des termes que fournit à l'expression de Ω une portion de ce cylindre ayant l'unité de longueur. Une ligne de longueur égale à L fournira une somme de termes égale à γL, à condition que cette ligne ait une constitution uniforme dans toute sa longueur. Le bord d'une goutte d'huile flottant sur l'eau, c'est-à-dire la ligne suivant laquelle se coupent les surfaces air-eau, air-huile et huile-eau, est un exemple d'une pareille ligne. S'il y a plusieurs lignes de ce genre dans le système, chacune donnera un terme de la forme γL. On a donc

$$\Omega = \alpha V + \ldots + \beta S + \ldots + \gamma L + \ldots.$$

Les surfaces du système ne sont pas en général planes; mais leurs rayons de courbure peuvent être regardés comme infiniment grands par rapport à l'épaisseur des couches superficielles considérées plus haut; leur courbure peut donc être négligée.

Toutefois concevons qu'en certains points il y ait à en tenir

compte; que, par exemple, l'arête qui termine une lame de verre mouillée doive être regardée comme une arête aiguë. Les points de cette sorte devront être considérés à part et fourniront des termes de la forme $\gamma' L'$, γ' étant la somme des termes rapportés à l'unité de longueur, et L' étant la longueur de l'arête.

On a donc enfin, pour l'expression complète de Ω,

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} \Omega = \alpha V + \alpha_1 V_1 + \ldots + \beta S + \beta_1 S_1 + \ldots \\ + \gamma L + \gamma_1 L_1 + \ldots + \gamma' L' + \gamma'_1 L'_2 + \ldots . \end{aligned}\right.$$

II. Il reste à différentier Ω, en tenant compte des liaisons du système. On a déjà tenu compte de ce que les corps du système sont homogènes jusqu'à leur surface. Nous admettrons encore quatre autres conditions :

1° Les parties solides du système sont absolument rigides. Un corps rigide est celui où les déplacements relatifs sont supposés nuls. Il suffit donc de faire abstraction dans la différentiation de tous les termes, tels que $\alpha_n V_n$, qui auraient été introduits par les corps solides du système dans l'expression de Ω.

2° Les parties fluides du système sont parfaitement fluides. Cette liaison introduit une simplification. La différentielle complète d'un terme tel que αV est $\alpha dV + V d\alpha$; mais le terme $V d\alpha$ doit disparaître. En effet, un corps fluide est un corps qu'on peut déformer à volume constant sans dépense de travail. Il faut donc qu'à volume constant (pour $dV = 0$) l'expression $\alpha dV + V d\alpha$, qui est en même temps celle du travail, s'annule, ou que $d\alpha = 0$.

De même, les surfaces S et les lignes L étant flexibles, leurs différentielles sont simplement de la forme βdS et γdL. On a donc

$$\begin{aligned} d\Omega = \alpha dV + \alpha_1 dV_1 + \ldots + \beta dS + \beta_1 dS_1 + \ldots \\ + \gamma dL + \gamma_1 dL_1 + \ldots + \gamma' dL' + \ldots . \end{aligned}$$

3° La masse de chaque liquide est constante. Ainsi les couches superficielles ne pourraient augmenter qu'aux dépens de la masse intérieure. Soit λ la masse de l'unité de volume à l'intérieur du liquide; μ la masse de la portion de la couche superficielle comprise sous l'unité de surface. Soit ν la masse de la portion de liquide comprise le long de l'unité de longueur de la ligne L dans le petit cylindre liquide défini plus haut; soient λ, μ, ... les quantités ana-

logues relatives à V, S, ... On devra avoir pour les n liquides du système les équations

$$\lambda V + \mu S + \mu_1 S_1 + \ldots + \nu L + \ldots = \text{const.},$$
$$\lambda_1 V_1 + \mu' S + \mu'_1 S_1 + \ldots = \text{const.},$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

4° Les liquides du système sont incompressibles; donc les coefficients $\lambda, \lambda_1, \mu, \mu_1, \ldots$ sont constants. On a donc, en différentiant les équations précédentes,

$$\lambda dV + \mu dS + \ldots + \nu dL + \ldots = 0,$$
$$\lambda_1 dV_1 + \mu_1 dS_1 + \ldots + \ldots = 0,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Afin de tenir compte de ces dernières liaisons, tirons-en les valeurs de dV, dV_1, ..., dV_n, et substituons-les dans l'expression de $d\Omega$: nous obtenons ainsi

$$(2) \qquad \begin{cases} d\Omega = AS + A_1 S_1 + A_2 S_2 + \ldots \\ \qquad + BL + B_1 L_1 + \ldots + B'L' + \ldots, \end{cases}$$

A, A_1, ..., B, B_1 représentant, pour abréger, les coefficients qui résultent de la substitution. Ces coefficients sont des constantes, et ils sont respectivement la somme de trois ou de quatre termes, suivant qu'ils se rapportent à une surface ou à une ligne. Leurs valeurs numériques ne peuvent pas actuellement être calculées *à priori;* mais ils ont une signification physique déterminée, et l'on peut les mesurer expérimentalement.

III. L'équation (2), réduite aux termes de la première ligne, ne diffère en rien de l'équation de Gauss. On se rappelle la signification physique de ces termes. Le coefficient A représente à la fois : 1° le travail qu'il faut dépenser pour accroître l'aire de la surface S d'une unité; 2° la tension superficielle par unité de longueur; 3° le coefficient de Laplace, c'est-à-dire le nombre par lequel il suffit de multiplier la courbure pour obtenir la pression normale. Chacun des coefficients de la première ligne a une signification analogue. Ces propriétés résultent d'une déduction connue.

Les termes de la seconde ligne dans l'équation (2) sont, au contraire, introduits ici pour la première fois. Mais on voit que leur

forme est la même que celle des précédents; aussi ont-ils une signification analogue.

Le coefficient B, par exemple, représente le travail qu'il faut dépenser pour accroître la ligne L de l'unité de longueur. Ce coefficient mesure en même temps la tension qu'on peut attribuer à cette ligne, le mot *tension* étant pris dans le sens où on l'applique à la théorie des cordons flexibles et la ligne L étant assimilée à un cordon flexible et élastique. Enfin le coefficient B est le nombre par lequel il suffit de multiplier la courbure en un point pour obtenir la pression normale, c'est-à-dire la résultante prise suivant la normale principale de toutes les forces qui agissent sur ce point. Cette dernière propriété s'exprime par une équation analogue à celle de Laplace

$$p = B\frac{1}{r}.$$

Enfin on peut démontrer que la forme d'équilibre d'une ligne liquide correspond à une longueur *minimum*; par suite cette forme, pour des liquides soustraits à l'action de la pesanteur, est celle d'un arc de cercle.

Ces diverses propriétés constituent ce qu'on peut appeler la *capillarité* des lignes liquides; leur démonstration résulte de la forme linéaire de l'équation (2), comme cela a lieu pour les surfaces dans la capillarité ordinaire. Leur vérification expérimentale paraît devoir être difficile, parce que les variations, à peine signalées jusqu'ici, de la tension superficielle peuvent suffire à masquer les effets de la tension linéaire. Des gouttes d'huile flottant sur l'eau affectent la forme circulaire; ce fait est d'accord avec une des propriétés indiquées plus haut.

Les résultats de notre analyse proviennent d'une double approximation; si, dans l'expression de Ω, on s'arrête aux termes qui dépendent des volumes, on obtient les lois de l'Hydrostatique ordinaire; le lecteur s'en assurera facilement. Si l'on tient compte de l'hétérogénéité du volume au voisinage de sa surface, on obtient les termes qui fournissent les lois de la capillarité ordinaire; enfin, en tenant compte de l'hétérogénéité de la surface au voisinage de son bord, on trouve les théorèmes de la capillarité linéaire.

IV. Ceux des termes de l'équation (2) qui se rapportent à des

parties solides (surfaces ou arêtes) doivent être considérés à part. Deux cas sont à distinguer :

1° Ces surfaces ou arêtes rencontrent une des surfaces mobiles ou liquides du système. Dans ce cas, leur influence se fait sentir; il est clair, au point de vue analytique, que les variations de surface dS, dS_1 en dépendent; et, au point de vue physique, l'angle de raccordement dépend de la nature de la surface et varie brusquement au voisinage de l'arête.

2° Les surfaces ou lignes rigides ne rencontrent pas les surfaces liquides du système. Dans ce cas, il n'y a pas à en tenir compte.

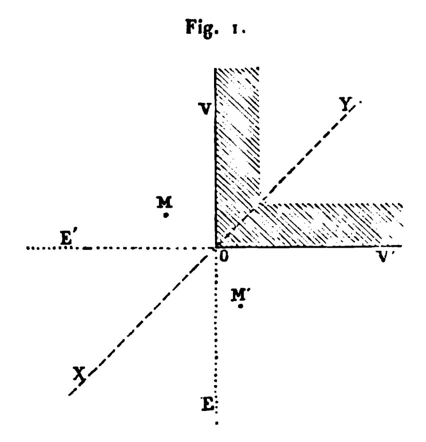
En effet, ces éléments étant rigides et leurs frontières invariables, leur grandeur ne peut varier ni par déformation, ni par empiètement. La variation correspondante est donc nulle, et ces termes disparaissent d'eux-mêmes de l'équation (2). Cette conclusion toute négative est très-importante au point de vue physique.

La position et la forme des surfaces liquides est indépendante de la forme des parties solides qui n'en sont pas infiniment voisines. C'est ainsi, par exemple, que la hauteur d'ascension de l'eau dans un tube de verre est indépendante de la forme de la partie inférieure du tube; on peut encore échauffer ou graisser cette partie inférieure ; tant que l'altération reste à une distance finie de la surface liquide, aucun effet n'est produit. L'expérience confirme ces conclusions.

Il est donc inexact d'attribuer l'ascension de l'eau dans un tube de verre à une action soulevante provenant d'attraction moléculaire s'exerçant le long du contour inférieur du tube. La théorie nous a montré plus haut que la forme de la partie inférieure du tube n'intervient pas, et l'expérience vérifie, en effet, que la hauteur d'ascension est la même, soit que la base du tube plonge dans l'eau d'un vase large, soit que la paroi du tube se raccorde par soudure avec la paroi du vase large; or, dans ce dernier cas, l'arête inférieure du tube n'existe plus. Comme le théorème dont nous parlons est fréquemment reproduit, il est peut-être utile de signaler ici l'erreur de raisonnement que contient la démonstration. On se rappelle que, dans ce raisonnement, on considère les actions moléculaires qui s'exercent le long de la paroi intérieure OV du tube (*fig.* 1), entre les molécules du verre et celles de l'eau; on montre que ces actions ne sont pas contre-balancées par les actions exercées sur l'eau par le prolongement fictif de la paroi du verre, attendu que ce prolongement

est formé par de l'eau et non par du verre, et l'on en conclut que l'ensemble des actions ainsi considérées a une résultante parallèle à OV et qui pousse vers l'intérieur du tube la portion de liquide qui baigne la paroi. Mais (c'est ici l'erreur) l'analyse ne doit pas s'arrêter là, car la masse de verre est terminée par la face OV′, laquelle jouit

Fig. 1.



exactement des mêmes propriétés que la face OV. En appliquant à cette face le même raisonnement qu'à la première, on conclut qu'elle donne naissance à une résultante égale à celle précédemment trouvée, mais qui tend cette fois à pousser le liquide de dedans en dehors. L'ensemble des deux résultantes a donc une action nulle. On arrive à la même conclusion plus brièvement en remarquant que le plan XY, bissecteur du dièdre VOV′, est un plan de symétrie tant pour la masse de verre que pour la masse de liquide au voisinage de l'arête : il s'ensuit que les actions qui s'exercent entre les différentes molécules du système ne peuvent avoir de composante efficace en dehors de ce plan de symétrie, et notamment que ces actions ne peuvent avoir de composante efficace parallèle à la face OV.

NOUVELLE LAMPE ÉLECTRIQUE;

PAR M. JABLOSCHKOFF.

I. J'ai imaginé une nouvelle lampe ou bougie électrique d'une construction extrêmement simple. Au lieu de placer les deux

charbons l'un en face de l'autre et dans le prolongement de l'autre, suivant la méthode généralement adoptée, je les place l'un à côté de l'autre et je les sépare au moyen d'une matière isolante, brique pilée, kaolin, talc, etc. Les deux extrémités supérieures des charbons sont libres; l'arc voltaïque s'établit entre elles.

A mesure que les charbons se consument, la matière isolante, qui est d'abord fondue au voisinage immédiat de l'arc voltaïque, se vaporise ou s'échappe en fumée.

Pour maintenir l'accord de longueur entre les deux charbons, je donne à l'un deux (le positif) une section plus grande qu'à l'autre.

Ces deux charbons et l'isolant constituent, à proprement parler, la bougie électrique, qui se place dans un chandelier spécial. Ce chandelier se compose de deux pièces métalliques isolées l'une de l'autre et montées sur une base d'ardoise ou de quelque autre matière.

Ces deux pièces constituent une pince dans laquelle sont serrés les deux charbons, de manière à établir un bon contact. Les deux fils de la pile aboutissent à cette pince.

Pour allumer la bougie, il faut, si elle est à portée de la main, établir la continuité du circuit avec un morceau de charbon qu'on appuie sur le sommet de la bougie, et qu'on enlève ensuite.

Si la bougie doit être allumée à distance, on doit mettre à l'avance un petit morceau de métal entre les bouts des charbons; quand le courant commence à passer, ce métal fond, se volatilise, et l'arc voltaïque s'établit.

II. On répète habituellement que le charbon positif se consume dans l'arc voltaïque deux fois plus rapidement que le négatif. Cette proportion n'est exacte qu'avec une pile de 50 à 60 couples de Bunsen.

Mais, si la force de la source électrique augmente ou diminue, la proportion change. Avec plus de 60 éléments, la consommation du charbon positif est relativement plus rapide; avec moins d'éléments, elle est relativement moins rapide.

Cette variation, d'ailleurs peu considérable, ne se produit que lorsque la tension de la source varie elle-même; en effet, mes expériences ont été faites en général avec deux machines Gramme,

l'une de 100, l'autre de 200 becs Carcel; la vitesse étant la même, la tension était sensiblement la même, la quantité seule était différente d'une machine à l'autre. Dans ces conditions, j'ai employé des charbons de section 100 et 49, qui ont été convenables pour une vitesse réglée à 750 ou 850 tours à la minute.

Quand la vitesse augmentait et avec elle la tension, la consommation du charbon positif augmentait; quand la vitesse diminuait, la consommation du charbon positif diminuait par rapport au charbon négatif.

Pour l'expérience, que j'ai faite souvent, avec 100 éléments Bunsen en tension, la proportion à laquelle je me suis arrêté est de 36 à 16.

Au point de vue pratique, je crois préférable d'envelopper les deux charbons d'une gaîne protectrice, comme le carton d'amiante que j'emploie de préférence. Le principal objet de cette protection est d'éviter l'action comburante de l'oxygène sur les charbons, action qui peut, dans certains cas, modifier la proportion de l'usure des deux charbons.

Si l'on étudie la combustion de cette bougie, on observe un phénomène assez particulier. Entre les deux charbons, on voit une goutte de matière isolante fondue par la chaleur de l'arc voltaïque; cette matière isolante, à l'état solide, devient conductrice à l'état liquide; et, si l'arc s'allonge par trop entre les pointes de charbon et s'interrompt, le courant continuant à passer dans la goutte liquide rétablit l'arc à sa surface.

Cette conductibilité de la matière fondue me permet même de produire un arc d'une longueur qu'il n'atteindrait pas sans l'interposition de cette matière. Cela me donne le moyen d'obtenir deux ou plusieurs arcs voltaïques dans un même circuit. Je suis parvenu à obtenir quatre lumières simultanées avec une machine Gramme de 100 becs; l'expérience réussit couramment avec deux et trois.

SUR L'ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS, DE M. THOMSON;

PAR M. BENOIT.

On sait que la théorie de l'électromètre à quadrants, de M. Thomson, conduit à la formule générale suivante :

$$M = k[V(V_1 - V_2) - \tfrac{1}{2}(V_1^2 - V_2^2)],$$

dans laquelle M représente le moment du couple qui fait tourner l'aiguille, V, V_1 et V_2 les potentiels auxquels sont chargés respectivement l'aiguille et chacune des paires de secteurs, et k une constante caractéristique qui définit la sensibilité de l'instrument ([1]). Si l'on opère dans des conditions expérimentales telles que V_1 et V_2 soient égaux en valeur absolue et de signes contraires, le dernier terme s'annule, et l'équation prend la forme très-simple

$$M = kV(V_1 - V_2),$$

c'est-à-dire que le moment M et, par conséquent, la déviation (puisque la petitesse des angles permet de confondre les fonctions trigonométriques) sont proportionnels au produit $V(V_1 - V_2)$. Or cette proportionnalité théorique est réalisée d'une manière très-inégale par les divers électromètres. M. Mouton, par exemple, s'est servi, pour ses recherches sur l'induction, d'un électromètre dans lequel cette condition n'était pas satisfaite au delà d'une déviation de 1°,5 environ, et pour lequel il a été obligé de construire empiriquement une courbe de graduation par un procédé analogue à celui qu'ont employé MM. de la Provostaye et Desains pour le galvanomètre ([2]). Dans un appareil du même genre, où

([1]) *Voir* E. MASCART, *Traité d'électricité statique*, t. I, p. 394; Paris, 1876; et J. CLERK MAXWELL, *A Treatise on electricity and magnetism*, t. I, p. 272; Oxford, 1873.

([2]) L. MOUTON, *Études expérimentales sur les phénomènes d'induction électrodynamique*, p. 22; Paris, 1876. M. Boltzmann, dans des recherches sur la constante diélectrique des isolants, s'est aussi servi d'un électromètre à quadrants, dont il corrigeait les indications par une table de graduation empirique; mais j'ignore dans quelles conditions et entre quelles limites il opérait. (MASCART, *loc. cit.*, t. I, p. 497, et *Pogg. Ann.*, t. CLI, p. 482 et 531; 1874.)

les secteurs étaient formés de simples lames planes, MM. Angot et Branly ont trouvé une proportionnalité satisfaisante jusqu'à 3 degrés au moins ([1]). Mais, quand l'électromètre est construit dans de bonnes conditions, on peut dépasser beaucoup les limites précédentes, ce qui permet de mesurer les forces électromotrices ou les différences de potentiels, à l'exemple des électriciens anglais, directement par les indications de l'instrument.

J'emploie depuis longtemps un électromètre de petites dimensions dont la boîte a 4 centimètres de diamètre sur 6 millimètres d'épaisseur. L'aiguille est suspendue par un fil de cocon et dirigée dans un azimut fixe par un petit barreau aimanté collé sur son axe. Cet axe porte en outre un petit miroir, et les déviations sont mesurées, comme de coutume, par les déplacements d'une image lumineuse sur une échelle divisée placée en face de l'appareil. J'ai soumis cet électromètre, dans le but de construire sa courbe de graduation, à un grand nombre d'expériences faites par diverses méthodes, et en poussant les déviations jusqu'à des limites très-supérieures à celles entre lesquelles il fonctionne habituellement.

I. Établissant sur les deux paires de secteurs respectivement des potentiels V_1 et V_2, je faisais varier le potentiel V de l'aiguille.

II. Je laissais, au contraire, V constant et faisais varier V_1 et V_2.

Dans les deux cas précédents, si V_1 et V_2 sont égaux et de signes contraires, la théorie donne

$$M = kV(V_1 - V_2),$$

et, comme le moment M est défini, en toute rigueur, par le sinus de la déviation α, on voit que l'instrument, dans les limites où il satisfait à la théorie, doit vérifier la relation

$$\frac{V(V_1 - V_2)}{\sin\alpha} = \frac{1}{k} = K.$$

([1]) *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. III, p. 263.

III. Je mettais l'une des paires de secteurs en communication avec la terre, et portais simultanément l'autre paire et l'aiguille à un même potentiel. Dans ces conditions, V_2 par exemple devient zéro, $V_1 = V$, et la théorie conduit à la relation

$$\frac{V^2}{\sin\alpha} = \frac{2}{k} = 2K.$$

IV. Je mettais en communication avec l'électromètre un condensateur chargé à un certain potentiel, et partageais ensuite la charge entre ce premier condensateur et un second. Les capacités des condensateurs et celles de l'électromètre étant connues, il est facile d'en déduire dans chaque cas les valeurs des potentiels.

Cette méthode, moins exacte que les précédentes, est soumise à une cause d'erreur provenant de la déperdition qui se produit, dans les condensateurs les mieux isolés, pendant la durée des expériences.

Les potentiels étaient empruntés aux pôles de piles ouvertes. J'avais à ma disposition, à cet effet, 250 éléments Marié-Davy, parfaitement montés et isolés. La différence de potentiels était directement mesurée, dans chaque expérience, en dehors de l'électromètre, par la décharge d'un condensateur étalon au travers d'un galvanomètre Thomson (méthode de Laws); j'ai toujours trouvé, à quelques millièmes près, une exacte proportionnalité entre la tension et le nombre des éléments. Les déviations étaient lues successivement à droite et à gauche du zéro, en intervertissant les communications. L'échelle, divisée en millimètres, était placée à 75 centimètres du miroir. Voici quelques résultats :

Méthode I. $\left\{ \begin{array}{l} V_1 = +6, \quad V_1 - V_2 = 12, \\ V_2 = -6. \end{array} \right.$

V.	Dév. gauche.	Dév. droite.	Moyenne.	Angle α.	$\frac{V(V_1 - V_2)}{\sin\alpha}$.
20	51,0	51,0	51,00	~~15. 6,7~~ 18 57!	7070
40	103,0	102,5	102,75	3.55,2	7050
60	154,5	154,5	154,5	5.49,2	7100
80	207,0	207,0	207,0	7.43,0	7150
100	260,0	265,0	262,5	9.38,7	7160
120	315,0	322,0	318,5	11.30,2	7220
150	395,0	402,0	398,5	13.59,5	7440

Méthode III $\begin{cases} V_1 = V, \\ V_2 = 0, \end{cases}$

V.	Dév. gauche.	Dév. droite.	Moyenne.	Angle α.	$\frac{V^2}{\sin\alpha}$.
10	10,00	9,5	9,75	0°.22′,33	15390
20	38,75	38,5	38,62	1.28,5	15540
30	89,00	89,0	89,00	3.23,00	15250
40	156,00	157,0	156,5	5.53,5	15590
50	252,00	250,0	251,00	9.15,2	15550
50	370,00	360,0	365,00	12.58,5	16030
70	525,00	505,0	515,00	17.14,2	16520

Il résulte des expériences précédentes que :

1° Le rapport $\frac{M}{\sin\alpha}$ reste sensiblement constant, ou, en d'autres termes, l'appareil satisfait aux conditions que suppose sa théorie jusqu'à une déviation de 10 degrés environ. Au delà, ce rapport augmente, c'est-à-dire que les déviations, comme il fallait s'y attendre, deviennent trop petites pour que leur sinus puisse représenter la véritable valeur des potentiels.

2° Si l'on construit la courbe de graduation, en prenant pour abscisses les sinus des déviations et pour ordonnées les potentiels V, cette courbe est rectiligne jusqu'à sin 10°, et remonte ensuite en s'infléchissant vers l'axe des y et présentant une concavité supérieure;

3° Si l'on construit la même courbe en prenant pour abscisses les résultats immédiats de l'expérience, c'est-à-dire les déplacements de l'image lumineuse (inscrits dans la quatrième colonne des tableaux précédents), déplacements qui mesurent les tangentes des angles doubles des déviations, on obtient une ligne, d'abord droite, et qui se confond avec la précédente (tout étant supposé ramené à la même échelle), mais qui s'en sépare ensuite pour s'en écarter de plus en plus, et s'infléchir vers l'axe des x en présentant une concavité inférieure.

4° Tant que ces deux lignes sont droites et coïncident, c'est-à-dire jusque vers 5 ou 6 degrés, on peut prendre l'une pour l'autre, et mesurer directement les potentiels par les indications de l'électromètre; au delà de cette limite, ces indications fourniraient des valeurs trop élevées.

La *valeur absolue* des potentiels avec lesquels on construit ces courbes de graduation a-t-elle une influence sur leur forme, ou, en d'autre termes, sur la fonction de la déviation qui représente le produit $V(V_1 - V_2)$? La théorie ne permet pas de le supposer. Voici le tableau d'une expérience faite, par la méthode II, dans des conditions assez différentes des précédentes, l'électromètre étant soumis à l'action d'un puissant barreau aimanté, qui réduisait sa sensibilité dans le rapport de 13 à 1 environ, et permettait, par conséquent, de mettre en présence des potentiels beaucoup plus élevés. La pile qui chargeait les secteurs aux potentiels V_1 et V_2 était mise en communication avec la terre dans chaque cas par *son milieu* [1]. Les résultats concordent exactement avec ceux des expériences précédentes.

Méthode III. $V = 120$.

$V_1 - V_2$.	Dév. gauche.	Dév. droite.	Moyenne.	Angle α.	$\frac{V(V_1 - V_2)}{\sin\alpha}$.
				° ′	
20	41,00	40,50	40,75	1.33,2	88500
40	72,25	81,5	81,87	3.6 ,7	88500
60	125,00	123,00	124,00	4.41,3	88000
80	168,00	165,00	166,50	6.15,5	88100
100	212,5	207,25	209,87	7.49,0	88200
120	257,00	250,00	253,5	9.20,0	88800

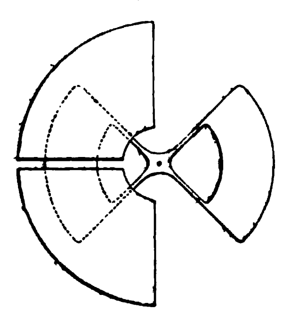
J'ai fait aussi quelques essais, en faisant intervenir des potentiels beaucoup plus élevés, obtenus à l'aide d'une machine statique; mais la difficulté de conserver dans des appareils imparfaitement isolés des charges qui ne se reproduisent pas constamment rend les expériences peu concluantes.

La très-grande inégalité des électromètres, constatée par divers observateurs, au point de vue de l'exactitude avec laquelle ils satisfont aux exigences de la théorie, ne tient évidemment qu'aux conditions de construction de chacun d'eux. Une boîte spacieuse

[1] J'ai vérifié, avec beaucoup d'exactitude, dans la même expérience, les conséquences de la formule générale signalées par M. Mouton (*loc. cit.*, p. 27), en mettant cette pile à la terre successivement par son milieu et chacun de ses pôles; mais j'ai jugé inutile de charger ce tableau de résultats étrangers à la question. Une autre conséquence qu'il est facile de vérifier est la suivante : le moment M est nul, et il n'y a pas de déviation toutes les fois qu'on a $V = \frac{1}{2}(V_1 + V_2)$.

et surtout de grande épaisseur est probablement une circonstance défavorable. La forme de l'aiguille a aussi sans aucun doute une grande importance. La figure ci-contre représente, dans leurs

Fig. 1.



vraies dimensions, l'aiguille et deux des cadrans de mon électromètre. Au lieu d'une forme analogue à celle d'un 8, adoptée dans un grand nombre d'instruments, j'ai reproduit la disposition indiquée par M. Clerk Maxwell (*loc. cit.*, p. 237).

L'aiguille (*fig.* 1) est constituée par deux secteurs plats, découpés dans un même anneau, et réunis l'un à l'autre et à la tige qui les porte par leurs rayons extrêmes. Il résulte de la grandeur de l'angle au centre, qui est droit, et de la forme exactement circulaire du contour : 1° que, dans la position d'équilibre, le milieu de l'aiguille correspondant à l'intervalle de deux secteurs, ses bords correspondent à leurs milieux, en sorte que les limites des secteurs d'une part et de l'aiguille de l'autre sont aussi éloignées que possible; 2° que lorsque l'aiguille se déplace, la portion qui vient se placer entre les secteurs, et sur laquelle agissent presque exclusivement les forces horizontales qui la font tourner, conserve toujours rigoureusement la même figure. La déformation du système total, dans les petites déviations, est ainsi réduite, en quelque sorte, à son minimum. L'instrument se rapproche ainsi autant que possible des conditions exigées par la théorie, qui suppose les positions relatives des conducteurs en présence invariables. Ces détails de construction présentent une certaine importance, car ils permettent de substituer, dans la mesure des quantités physiques, des appareils à indications simples et rationnelles aux appareils qu'il faut graduer empiriquement.

COMPLÉMENT A LA THÉORIE DU MICROSCOPE ET DE LA CHAMBRE NOIRE;

PAR M. NEYRENEUF.

Le Dr Fayel, professeur à l'école de Médecine de Caen, obtient de fort belles épreuves photographiques par le procédé suivant : lorsqu'il a observé une coupe au moyen de son microscope, avec le grossissement qui convient, il dispose simplement au-dessus de l'oculaire une chambre noire photographique débarrassée de son objectif. Une image réelle très-nette se forme dans la chambre noire et la plaque sensibilisée y est impressionnée au bout de cinq à six minutes, quand on donne à l'écran une position convenable.

Ce procédé, qu'il est bon sans doute de faire connaître, présente de grands avantages au point de vue de la certitude en histologie ; je n'ai pas à les développer ici, ni à insister sur les modifications que le Dr Fayel compte faire subir à sa manière d'opérer. Je me propose de donner la théorie de la formation de l'image dans les conditions indiquées plus haut, et de démontrer la nécessité de la mise au point.

Soient l l'ouverture de l'objectif d'un microscope et d la distance à laquelle se forme l'image réelle que l'oculaire doit amplifier. Soit f la distance focale de ce dernier; la portion de surface de l'oculaire par laquelle passeront, au sortir de l'appareil, les rayons lumineux provenant d'un point de l'objet sera représentée par

$$\frac{\pi}{4} l^2 \frac{f^2}{d^2}.$$

Il est facile de démontrer que cette valeur est la même pour tous les points.

Or le rapport $\frac{f}{d}$ est environ égal à $\frac{2}{15}$; de plus, l est très-petit, et d'autant plus petit que le grossissement est plus fort.

On sait, en outre, que tous les axes secondaires correspondant aux différents points de l'objet vont tous couper l'axe sensiblement en un même point où l'on place l'œilleton du microscope. Ces lignes

sont les axes de cônes comprenant tous les rayons lumineux émanés des différents points de l'objet. Ces cônes ont, au sortir de l'oculaire, leurs sommets virtuels aux différents points de l'image virtuelle et s'appuient tous sur un petit cercle fictif situé dans un plan passant par le point oculaire et perpendiculaire à l'axe du microscope. Nous considérons ce cercle comme formant l'ouverture de le chambre noire.

Les choses vont donc se passer comme si l'image virtuelle était un objet réel placé à 19 centimètres environ (la distance de la vision distincte) de l'ouverture très-petite d'une chambre noire. J'ai trouvé que pour un petit microscope Chevalier, à deux objectifs seulement, cette ouverture serait de $0^{mmq},07$ ou de $0^{mmq},02$. Ces nombres devraient être beaucoup diminués dans le cas de très-forts grossissements.

La mise au point de l'image de la chambre noire se fait comme la mise au point des images ordinaires. Il existe une distance de l'écran pour laquelle la netteté est maximum, au delà et en deçà de laquelle les apparences ne sont plus que confuses. Il est facile de démontrer que la distance de l'écran doit être égale à celle qui sépare l'ouverture fictive de la chambre noire de l'image virtuelle. Il suffit de remarquer, à cet effet, que, pour cette distance seulement, il n'y aura pas de superpositions (en faisant abstraction des pénombres) des images des éléments de l'objet, considérés comme circulaires et de grandeur égale à celle de l'ouverture. Tous les détails qui pourront être considérés comme formés d'éléments circulaires de $0^{mmq},07$ ou de $0^{mmq},02$, pour nous borner à l'exemple cité plus haut, seront donc vus nettement sur l'image obtenue dans la chambre noire.

Je n'ai trouvé indiqué nulle part ce résultat théorique relatif à la netteté des images dans la chambre noire (sans la modification de Porta), lorsqu'elles proviennent d'un objet situé dans un plan parallèle à l'ouverture.

Le grossissement de cet appareil, tel qu'on l'indique dans beaucoup de traités, ne répond certainement à rien de précis.

EXPÉRIENCES D'ÉLECTRICITÉ STATIQUE;

PAR M. E. GRIPON.

On dispose sur un pivot métallique deux lames de cuivre d'égales dimensions : l'une est fixe, l'autre, qui la recouvre, est mobile et portée par une chape. Lorsque ces lames sont placées dans le voisinage d'une machine électrique ou d'une sphère électrisée à l'aide de la machine de Holtz, elles se mettent en croix. En remplaçant la lame de cuivre mobile par une aiguille aimantée, on observe, sous l'influence du corps électrisé, une déviation de l'aiguille plus ou moins grande, suivant la charge et la distance de la source, et qui cesse lorsqu'on supprime le corps électrisé. La répulsion des deux lames métalliques peut servir à montrer que les corps qui communiquent avec le sol n'en sont pas moins électrisés par l'influence d'une source électrique, et en sens contraire de cette source; on voit aussi que cette influence s'étend à quelques mètres d'une bonne machine. Sous ce rapport, cette expérience peut être de quelque utilité dans un cours élémentaire.

En voici une autre qui ne manque pas d'intérêt.

Au-dessous d'une sphère, mise en communication permanente avec une machine électrique, on place une capsule métallique, non isolée, complétement pleine d'essence de térébenthine. L'essence est attirée par la sphère, elle se porte vers celle-ci, en formant une colonne liquide qui est le siége de mouvements très-complexes. Cette colonne ascendante a l'aspect d'une trombe liquide. En même temps, il s'élance des bords de la capsule des jets très-déliés d'essence; les uns se dirigent vers la sphère, d'autres plus nombreux tombent en dehors de la capsule.

E. LOMMEL. — Ueber die Intensität des Fluorescenzlitchts (Sur l'intensité de la lumière émise par fluorescence); *Ann. de Pogg.*, t. CLX, p. 75; 1877.

L'auteur part de ce principe : que *la quantité de lumière qu'un élément de volume de la substance fluorescente peut émettre est proportionnelle à la quantité de lumière excitatrice absorbée.*

Soit k le coefficient d'extinction de la substance pour la lumière de longueur d'onde λ. Un faisceau homogène et parallèle, dont l'intensité avant l'incidence est égale à 1 par unité de section, n'aura plus, à une profondeur r, que l'intensité e^{-kr}. Considérons un élément de volume de section ω (perpendiculairement au faisceau) et d'épaisseur dr; il absorbe une quantité de lumière $ke^{-kr}\omega dr$, dont une fraction α est émise par fluorescence.

Un élément de surface ω' perpendiculaire aux rayons incidents, situé en dehors de la surface fluorescente, à une distance r_0, reçoit la lumière émise, laquelle est un mélange de lumière de diverses longueurs d'onde. Soit a la fraction de cette lumière dont la longueur d'onde est λ'; la quantité de lumière de cette espèce reçue par ω' et émise par l'élément ωdr serait

$$\omega\omega' a\alpha k \frac{e^{-kr}}{(r_0+r)^2} dr.$$

Si la lumière de longueur d'onde λ' n'était point absorbée par la substance; mais on sait que les substances fluorescentes sont capables d'absorber la lumière qu'elles émettent : soit alors k' le coefficient d'absorption pour la lumière λ'; les rayons ont à parcourir en sens inverse, à travers la substance, l'épaisseur r, et par suite l'intensité à la sortie se trouve multipliée ([1]) par le facteur $e^{-k'r}$. On a donc, en définitive, pour l'intensité de la lumière reçue de l'élément ωdr, par l'élément ω',

$$dF = \omega\omega' a\alpha k \frac{e^{-(k+k')r}}{(r_0+r)^2} dr,$$

et, en considérant la lumière reçue d'une couche de section ω et d'épaisseur R, à partir de la surface,

$$(1) \qquad F = \omega\omega' a\alpha k \int_0^R \frac{e^{-(k+k')r}}{(r_0+r)^2} dr.$$

([1]) Il résulte de cette nouvelle absorption une nouvelle émission de lumière fluorescente, mais c'est une quantité du second ordre de grandeur et tout à fait négligeable. Pour s'en convaincre, il suffit de remarquer qu'une ombre projetée sur une substance fluorescente se limite par des bords parfaitement nets, et que les raies de Fraunhofer sont aussi très-nettes dans le spectre fluorescent.

L'étude de l'éclairement reçu par fluorescence dépend essentiellement, on le voit, des valeurs de l'intégrale

$$\int_0^R \frac{e^{-(k+k')r}}{(r_0+r)^2}dr.$$

Intégrant par parties et posant $(k+k')(r_0+r)=z$, on a

$$\int_0^R \frac{e^{-(k+k')r}}{(r_0+r)^2}dr = \frac{1}{r_0} - \frac{e^{-(k+k')r}}{r_0+R} - (k+k')\int_0^R \frac{e^{-(k+k')r}}{r_0+r}dr,$$

$$\int_0^R \frac{e^{-(k+k')r}}{r_0+r}dr = e^{(k+k')r_0}\int_{(k+k')r_0}^{(k+k')(r_0+R)} \frac{e^{-z}}{z}dz.$$

La dernière intégrale est une fonction transcendante bien connue, et dont on peut calculer aisément les valeurs à l'aide d'une Table dressée par Soldner.

On démontre que, pour des valeurs de k variant de zéro à ∞, les valeurs de

$$k\int_0^R \frac{e^{-(k+k')r}}{(r_0+r)^2}dr$$

croissent d'une manière continue de zéro à $\frac{1}{r_0}$, et d'autant plus lentement que k est plus grand. On en conclut immédiatement qu'à chaque maximum d'absorption correspond un maximum de fluorescence, et que, de plus, ces maximum sont relativement moins différents que les maximum correspondants d'absorption.

Les coefficients d'extinction croissent avec la concentration de la substance. Quant au facteur α, l'auteur croit pouvoir admettre qu'il décroît d'une manière continue quand la concentration augmente. Cela posé, on voit sans peine :

1° Qu'avec une concentration croissante, l'intensité de la lumière fluorescente croît d'abord jusqu'à un certain maximum pour décroître ensuite;

2° Que le rapport de la lumière émise par une couche superficielle d'épaisseur donnée à la lumière fluorescente totale croît avec l'intensité de l'absorption, et est d'autant plus faible que l'on observe à une distance plus grande;

3° Que le mélange de couleurs qui constitue la lumière fluorescente change, avec le coefficient d'absorption de la lumière excita-

trice, de telle sorte que le rapport des intensités s'approche de plus en plus de celui qui caractérise le spectre fluorescent type, à mesure que les rayons excitateurs sont plus absorbables ;

4° Que la lumière fluorescente, observée à grande distance, est formée d'un mélange de couleurs dans lequel les rayons très-absorbables sont en moindre proportion que quand on observe à faible distance ;

5° Qu'en observant la fluorescence par transparence, comme l'a fait Lubarsch, la proportion des rayons les plus absorbables est fortement diminuée ;

6° Qu'elle est, au contraire, aussi grande que possible quand, l'observation étant effectuée du côté des rayons incidents, l'angle d'incidence est très-grand.

Toutes ces conséquences ressortent naturellement de la formule (1), et il semble que celle-ci n'implique que des hypothèses très-naturelles.

Rien dans cette théorie n'exige que la loi de Stokes soit, en général, vérifiée. Elle explique, au contraire, très-bien le désaccord des expériences de Lommel, faites dans des conditions théoriquement les plus favorables, avec celles de ses contradicteurs ([1]).

E. Bouty.

E. EDLUND. — Untersuchung über die Wärme-erscheinungen in der galvanischen Säule, und über die elektromotrichen Kräfte (Recherches sur les phénomènes calorifiques dans les piles et les forces électromotrices); *Annales de Pogg.*, t. CLIX, p. 240 ; 1876.

M. Favre a montré (*Comptes rendus*, t. LXIX) que, lorsqu'un élément Pt-HCl-Zn ou Pt-HCl-Cd produit un courant dans un fil de très-grande résistance, la température de cet élément s'abaisse. M. Edlund en conclut que l'hypothèse généralement admise de l'égalité entre la chaleur produite par l'action chimique et celle produite par le passage du courant est inexacte.

Pour lui, la production et l'entretien du courant nécessitent dans

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 96.

la pile une absorption de chaleur équivalente au travail du courant, et par suite une diminution dans l'échauffement de la pile même; et tout courant qui parcourt un élément dans le sens de sa force électromotrice y produit un abaissement de température, tandis qu'il produit une élévation lorsqu'il passe dans le sens opposé. Il explique ainsi l'échauffement considérable des voltamètres observé par M. Favre (*Comptes rendus*, t. LXVI) et Raoult (*Annales*, t. IV); cet échauffement serait égal à l'excès du travail électrique (produit de la quantité d'électricité par la force électromotrice de la polarisation des électrodes) sur la chaleur nécessaire pour décomposer l'eau (M. Edlund néglige la résistance propre du voltamètre). Il explique de même les résultats obtenus par MM. W. Thomson et Bosscha, qui ont observé des échauffements dans deux voltamètres parcourus par le même courant et dont les électrodes négatives étaient différentes. M. Edlund a d'ailleurs fait l'expérience suivante : un courant traverse deux voltamètres identiques, entre lesquels un commutateur est disposé de telle sorte que le courant est toujours de même sens dans le premier, et change, au contraire, sa direction très-rapidement dans le second. Tandis qu'on observe un abondant dégagement de gaz dans le premier, celui-ci s'échauffe beaucoup plus que le second, où, cependant, le dégagement gazeux est beaucoup moindre.

A. Potier.

L. BLEEKRODE. — On electrical conductivity and electrolysis in chemical compounds (Sur la conductibilité électrique et l'électrolyse des composés chimiques); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXV, n° 175, p. 322.

Les corps étudiés sont surtout des gaz *liquéfiés* et des liquides comme le *sulfure de carbone*, la *benzine*, le *zinc-éthyle*, le *tétrachlorure d'étain*, etc.

Les gaz étaient liquéfiés par la méthode de Faraday dans des tubes de verre très-épais, dans lesquels on avait soudé des fils de platine communiquant avec la pile. Le courant était primitivement fourni par une pile de 10 à 80 éléments Bunsen, grand modèle. Dans une seconde série de recherches faites avec M. Warren de la Rue, M. Bleekrode se servit de la pile à chlorure d'argent de 8040 élé-

ments, qu'on pouvait d'ailleurs fractionner à volonté [1]. La pile entière, d'une constance remarquable, donne dans l'air des étincelles de $8^{mm},5$ de longueur.

Les liquides précédents sont presque tous très-mauvais conducteurs de l'électricité. Les deux électrodes de platine n'étaient séparées que par un intervalle de 2 à 4^{mm}; à cette faible distance, les courants les plus énergiques ne passent pas d'une manière sensible, aucune décomposition bien nette n'a été observée et de plus, après l'action de la pile, on n'a pu qu'assez rarement mettre en évidence un courant de polarisation très-faible, même en employant l'électromètre si délicat de Thomson.

Les courants employés, agissant sur l'eau pure, la décomposaient toujours avec violence.

Avec la benzine et le zinc-éthyle, on observe dans le liquide un mouvement vibratoire très-puissant, qui rappelle les beaux phénomènes de stratification obtenus par M. Warren de la Rue.

L'ammoniaque liquide forme une exception remarquable. Non-seulement ce liquide conduit très-bien même les courants les plus faibles ; mais il est encore énergiquement décomposé. On voit en même temps se produire une coloration bleue qui, d'après l'auteur, pourrait appartenir à un corps nouveau.

Une propriété curieuse des liquides mauvais conducteurs hydrogénés consiste dans la difficulté de produire leur décomposition. On peut, par exemple, conserver pendant plusieurs années du zinc dans l'acide *chlorhydrique liquéfié* sans avoir le moindre dégagement d'hydrogène. Le zinc se conduit dans cette circonstance comme le fer dans l'acide azotique concentré.

L'auteur se proposait d'établir une relation entre la conductibilité électrique et la composition chimique; et, en outre, de chercher si l'hydrogène et les corps qu'on peut lui substituer avaient une influence sur la décomposition par l'électricité.

Il semble résulter de ce qui précède que la relation cherchée n'existe pas. Tout ce que l'on peut conclure, c'est que les liquides sont généralement très-mauvais conducteurs de l'électricité. Quelques-uns, comme l'acide carbonique liquide, l'acide chlorhydrique liquide, paraissent complétement indécomposables avec le courant

(1) *Journal de Physique*, t. V, p. 254.

employé. M. Bleekrode se propose d'ailleurs d'étendre ses recherches et, en particulier, d'essayer d'autres moyens de décomposition par l'électricité. C. Damien.

BURDON SANDERSON et PAGE. — On the mechanical effects and on the electrical disturbance consequent on excitation of the leaf of Dionæa Muscipula (Effets mécaniques et électriques produits par l'excitation des feuilles de Dionæa); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXV, p. 411.

La première partie du Mémoire établit que, si l'on touche légèrement les poils d'une feuille de Dionæa (Gobe-mouche), le mouvement des lobes de la feuille ne se produit qu'après un certain nombre de contacts, et qu'il s'écoule entre l'excitation et le mouvement qu'elle détermine un intervalle d'autant plus faible que l'effet produit est plus grand. Ces durées ont été évaluées à l'aide d'un chronographe pareil à ceux qu'emploie M. Marey : d'ailleurs tout ce travail a été inspiré par le savant physiologiste français, et les méthodes employées étant justement celles qu'il préconise, les résultats de cette étude sont directement comparables à ceux des travaux de M. Marey, sur la contraction musculaire.

Nombre d'excitations.	Déplacement angulaire des lobes.	Intervalle après lequel se produit le mouvement.
1 à 9......	0°	∞
10........	$\frac{1}{4}$	15s,5
15.........	$1\frac{3}{4}$	4,5
20........	$3\frac{3}{4}$	3,7
26........	10	2,2

27 excitations font fermer complétement la feuille.

Les durées indiquées dans la dernière colonne sont nécessairement évaluées un peu trop haut, dans le cas des premières excitations, à cause de la difficulté de saisir le commencement d'un mouvement de très-faible amplitude; mais elles surpassent de beaucoup celles qui, d'après M. Marey, se rapportent à l'excitation des muscles des animaux.

L'excitation mécanique qui produit le mouvement de la feuille est accompagné de phénomènes électriques remarquables. Après avoir étudié l'état électrique normal de la feuille et reconnu qu'il existe entre ses divers points des différences de potentiel, que les auteurs ont pu étudier à l'aide de l'électromètre de Lippmann, ils ont employé le même appareil à la recherche de la modification électrique produite en un point donné par l'excitation. A cet effet ils mettent l'une des électrodes en relation avec le pétiole, l'autre avec une des portions actives de la feuille; et, après avoir réglé la position de la surface capillaire du mercure, ils produisent l'excitation. Celle-ci a toujours pour effet d'accroître la différence de potentiel, de sorte que le mercure tend à s'écouler par l'orifice capillaire.

La variation électrique apparaît $\frac{1}{8}$ de seconde après l'excitation, si les poils que l'on touche sont du même côté de la nervure médiane que le point étudié; s'ils sont du côté opposé, l'intervalle augmente d'environ $\frac{1}{4}$ de seconde. L'excitation produite par des courants induits ou autres, se succédant à intervalles réguliers, suit les mêmes lois. La vitesse de transmission de l'excitation peut être fixée approximativement, d'après ces expériences, à $4^{m},4$ par seconde; elle serait environ 600 fois plus faible que dans les nerfs des animaux.

C. DAGUENET.

E. BUDDE. — **Notiz über das Verhalten der Electricität in Electrolyten** (Marche de l'électricité dans les électrolytes); *Ann. de Pogg.*, t. CLVI, p. 618; 1875.

Supposons les électricités (positive et négative) attachées aux éléments (*ions*) dans lesquels un électrolyte est décomposable. Si l'électrolyte est du sel marin fondu, placé dans un tube d'un millimètre carré de section, le courant d'intensité 1 donnera une vitesse de $0^{mm},306$ par seconde à chacun des éléments, vitesse insignifiante, et qui, si l'éther lumineux était identique avec l'électricité, ne pourrait être décelée par l'expérience [1].

---

[1] *Voir ce Journal*, t. III, p. 228.

L'auteur calcule dans cette hypothèse les quantités d'électricité positive et négative renfermées dans 58 milligrammes de sel marin, et trouve qu'en réunissant en un point toute l'électricité positive, en un autre point distant d'un millimètre toute l'électricité négative, l'attraction réciproque de ces points serait $(137.10^{12})^2$ (le milligramme-millimètre étant l'unité); en supposant ces deux points à 1 kilomètre de distance, leur attraction donnerait encore à une masse d'un kilogramme l'accélération de 30 000 kilomètres par seconde.

A. Potier.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1876.

REITLINGER et URBANITZKI. — Sur quelques phénomènes intéressants, observés dans les tubes de Geissler, p. 155.

La colonne lumineuse qui remplit un tube de Geissler renfermant de l'air, de l'azote, de l'oxygène, de l'hydrogène ou de l'acide carbonique, se porte vers le doigt ou un corps conducteur qu'on en approche, si la pression intérieure est de 4 à 12^{mm}; elle s'en éloigne, si la pression est de 1 à 2^{mm}. Entre ces deux états, il en est un intermédiaire, où l'on n'observe ni attraction ni répulsion. La répulsion est surtout marquée si l'un des fils de platine du tube communique avec une machine de Ruhmkorff, l'autre avec le sol. On peut rapprocher de ces phénomènes la répulsion que le Soleil semble exercer sur les queues des comètes. Le spectre de la lumière d'un tube de Geissler, repoussé par l'approche d'un conducteur, offre trois bandes brillantes comme le spectre des comètes.

MACH. — Sur la vitesse de propagation des ondes d'explosion, p. 193.

En produisant successivement l'explosion de deux capsules et en observant les franges d'interférence produites sur des plaques de

verre noirci, l'auteur trouve que la vitesse de propagation diminue à mesure que le mouvement s'éloigne du centre d'ébranlement, et se rapproche de la vitesse ordinaire du son.

Conductibilité calorifique du caoutchouc durci, p. 195.

On forme le réservoir d'un thermomètre à air avec des plaques de caoutchouc, on place l'appareil successivement dans deux enceintes, dont les températures sont déterminées, et l'on observe le temps que met l'air intérieur à s'échauffer d'un certain nombre de degrés. Un calcul assez compliqué donne, pour le pouvoir conducteur du caoutchouc, 0,00026. Les unités adoptées sont le centimètre et la seconde.

BOLTZMANN. — Sur la nature des molécules gazeuses, p. 204.

L'auteur, considérant la molécule, non comme un agrégat de points matériels, mais comme un corps rigide, à peu près indéformable, conclut de ses calculs que le rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz doit être $1\frac{2}{3}$ si les molécules ont la forme sphérique; il est 1,4 si la forme est celle d'un solide de révolution autre qu'une sphère; il tombe à $1\frac{1}{3}$ si la forme est quelconque.

E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome X. — Mars 1877.

J. VIOLLE. — *Mémoire sur la température moyenne de la surface du Soleil.*
BERTIN. — *Sur le radiomètre.*
LECLANCHÉ. — *Du rôle du peroxyde de manganèse dans les piles électriques; nouvelle pile au peroxyde de manganèse.*

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome III. — Mars 1877.

G. Wiedemann. — *Sur les lois du passage de l'électricité à travers les gaz*, p. 161.

E. Bouty. — *Sur l'aimantation de l'acier par les courants*, p. 192.

Oliver Heaviside. — *Sur la rapidité des signaux à travers les circuits télégraphiques hétérogènes*, p. 211.

Abney. — *Des lignes fixes dans la région ultra-rouge du spectre*, p. 222.

Annales de Poggendorff.

Tome CLX. — No 1. — Année 1877.

A. Töpler et A. Ettingshausen. — *Mesure des courants induits diamagnéto-électriques*, p. 1.

H. Haga. — *Absorption de la chaleur rayonnante par la vapeur*, p. 31.

E. Dorn. — *Sur la variation de la résistance électrique avec l'intensité des courants, et sur la théorie d'Edlund relative aux courants produits par le passage des liquides à travers les diaphragmes*, p. 56.

E. Lommel. — *Sur l'intensité de la fluorescence*, p. 75.

J. Fröhlich. — *Remarques sur la théorie électromagnétique de la lumière, de Maxwell*, p. 97.

Himly. — *Évaluation exacte du point de fusion des métaux et des corps mauvais conducteurs de la chaleur*, p. 102.

H. Herwig. — *Résistance électrique des liquides soumis à de hautes pressions*, p. 110.

C. Bohn. — *Baromètre facile à installer, et privé d'air sans ébullition*, p. 113.

G. Quincke. — *Sur la diffusion, et sur la question : le verre est-il imperméable aux gaz*, p. 118.

J. Dechant. — *Lumière polarisée de l'arc-en-ciel*, p. 123.

J. Moser. — *Sur le vide de Torricelli*, p. 138.

F. Neesen. — *Expériences avec le radiomètre*, p. 143.

F. Zöllner. — *Mouvements des corps rayonnants ou soumis au rayonnement*, p. 154.

E. Hoppe. — *Détermination des points principaux et des foyers d'un système de lentilles*, p. 169.

Rosenthal. — *Évaluation thermo-électrique de la température*, p. 174.

L. Boltzmann. — *Nature des molécules gazeuses*, p. 175.

T. Hoh. — *Rectification et éclaircissement*, p. 176.

SUR L'OBSERVATION DE LA PARTIE INFRA-ROUGE DU SPECTRE SOLAIRE AU MOYEN DES EFFETS DE PHOSPHORESCENCE (1);

Par M. EDMOND BECQUEREL.

On sait que les limites visibles du spectre formé par un faisceau lumineux ne comprennent pas tous les rayons de ce faisceau, et que si au delà du violet, dans la partie qui a reçu le nom d'*ultra-violet,* se trouvent des rayons dont la longueur d'onde est plus petite que celle des rayons visibles les plus réfrangibles, en deçà du rouge il en existe d'autres dont la longueur d'onde augmente rapidement, à mesure que la réfrangibilité diminue.

On a pu étudier la partie ultra-violette du spectre, ainsi que les raies et bandes qui s'y trouvent, au moyen des actions chimiques, comme je l'ai montré d'abord en 1842 (2), puis comme on l'a fait ensuite à l'aide de diverses méthodes très-précises; mais jusqu'ici les recherches très-intéressantes entreprises sur la partie infra-rouge n'ont permis de reconnaître que quelques particularités de cette région, les observations exigeant une intensité assez grande des rayons actifs et par suite une certaine largeur du faisceau lumineux, ainsi que des dimensions très-appréciables des appareils, piles thermo-électriques ou réservoirs thermométriques. Cependant MM. Fizeau et Foucault (3), en faisant usage de thermomètres dont la capacité avait un très-petit volume, ont indiqué dans un spectre, obtenu au moyen d'un prisme en flint, une large bande obscure dans la partie infra-rouge et à peu près à la même distance de A que la ligne D; M. Fizeau a même donné la longueur d'onde correspondant à cette bande (1445); d'un autre côté, on a observé, à l'aide d'une pile thermo-électrique linéaire, l'existence de plusieurs maxima et minima d'intensité dans cette région spectrale (4).

Lorsqu'on augmente l'intensité des rayons lumineux, l'effet produit sur la rétine peut dépasser un peu la ligne A, au delà du rouge,

---

(1) Mémoire lu à l'Académie des Sciences, dans sa séance du 24 juillet 1876.

(2) *Bibliothèque univ. de Genève*, t. XL, 1842.

(3) *Comptes rendus*, t. XXV, p. 447, 1847.

(4) *Voir* un Mémoire de M. Lamanski, *Journal de Physique*, t. I, p. 335; 1872.

ainsi que l'ont montré MM. Matthiessen et Brewster; mais on n'étend pas beaucoup le spectre par ce moyen, et à peine peut-on indiquer quelques lignes noires moins réfrangibles que A.

Les actions chimiques, dans certains cas, peuvent s'étendre aussi en dehors du rouge prismatique, comme cela a lieu avec les composés d'argent préalablement impressionnés ([1]); cependant on ne s'éloigne pas encore beaucoup de l'extrême rouge visible.

Les effets de phosphorescence, sans aller aussi loin que les effets calorifiques, peuvent néanmoins permettre d'obtenir des indications assez curieuses sur la constitution de cette partie de l'image spectrale. J'ai déjà montré ([2]) comment des rayons qui n'ont aucune action sur la rétine peuvent agir sur les matières phosphorescentes pour détruire l'excitation produite sur elles par les rayons bleus ou violets, et permettent d'étudier le spectre, dans cette région, autrement que par les effets calorifiques qui s'y produisent. Il suffit, en effet, de fixer avec un peu de gomme sur une surface, carton ou verre, une substance très-phosphorescente comme un sulfure alcalino-terreux impressionnable, pour manifester, après l'impression préalable de la surface à la lumière diffuse, l'extinction que la partie infra-rouge du spectre peut produire en agissant pendant quelques instants. Quand on opère avec un spectre convenablement épuré et étalé, on reconnaît que cette extinction fait apparaître des parties inégalement actives, c'est-à-dire des espaces correspondant à des bandes ou raies noires du spectre solaire; mais cette observation est difficile, même en élevant la température de la surface après l'action du spectre, et l'on n'a que des indications assez vagues sur les positions des bandes les plus fortes. Cependant, avec la plupart des substances impressionnables, on a les mêmes effets, avec une même image prismatique, si le temps d'exposition à la lumière est suffisant.

J'ai pu rendre visible d'une manière continue une partie de cette région infra-rouge qui a échappé jusqu'ici à toute observa-

---

([1]) Edm. Becquerel, *la Lumière, ses causes et ses effets*, t. II, p. 91; *Comptes rendus*, t. LXXVII, p. 302.

([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXII, p. 344; *Comptes rendus*, t. LXXVII, p. 302, 1873. Edm. Becquerel, *la Lumière, ses causes et ses effets*, t. I, p. 141.

tion oculaire immédiate, en opérant comme il suit : dans le volet d'une chambre noire, percé de deux fentes verticales, on fait pénétrer à l'aide d'un héliostat deux faisceaux de rayons solaires parallèles. L'un des faisceaux, le premier, donne, au moyen d'un prisme à arêtes verticales et d'une lentille, l'image spectrale que l'on veut étudier ; je me suis servi de préférence d'un prisme en sulfure de carbone d'un angle de 60° ; ce premier spectre tombe sur la surface enduite de matière phosphorescente. Le second faisceau est reçu sur un prisme en flint blanc, dont l'arête est également verticale et qui est placé près du premier ; on peut faire varier la position de ce prisme de façon à superposer la partie ultra-violette du spectre qu'il donne sur la partie infra-rouge du premier spectre, et à promener les diverses parties très-réfrangibles de cette seconde image prismatique sur la partie infra-rouge de la première image. On n'interpose pas de lentille sur la route du second faisceau lumineux, et l'on donne à la seconde ouverture du volet une largeur assez grande, afin d'éviter la production des raies ou bandes de l'ultra-violet qui pourraient gêner l'observation que l'on doit faire ; le premier spectre doit seul donner les lignes et bandes obscures. On peut même, en avant de la fente qui donne passage au second faisceau lumineux, placer un verre coloré en bleu par le cobalt qui élimine la partie rouge jaune et verte, c'est-à-dire la plus lumineuse, du second spectre, et rend plus facile l'observation du phénomène à étudier.

Si l'on projette ce système de deux spectres à régions extrêmes superposées sur une surface phosphorescente préparée comme il va être dit ci-après, on observe l'effet suivant : dans la partie infra-rouge du spectre à bandes, la matière impressionnable, excitée par l'ultra-violet du deuxième spectre, a sa phosphorescence détruite, mais inégalement ; et sur une certaine étendue correspondant à la partie infra-rouge, on a l'apparence de parties inégalement éclairées ; cet effet très-curieux, qui rend visible d'une manière continue une certaine portion de la partie infra-rouge, ne se produit pas dans toutes les circonstances et avec tous les corps impressionnables ; en voici le motif :

D'abord cette extinction des corps phosphorescents, dont je me suis souvent occupé, exige, ainsi que je l'ai fait voir, un certain temps pour se produire, et il faut que la matière phosphores-

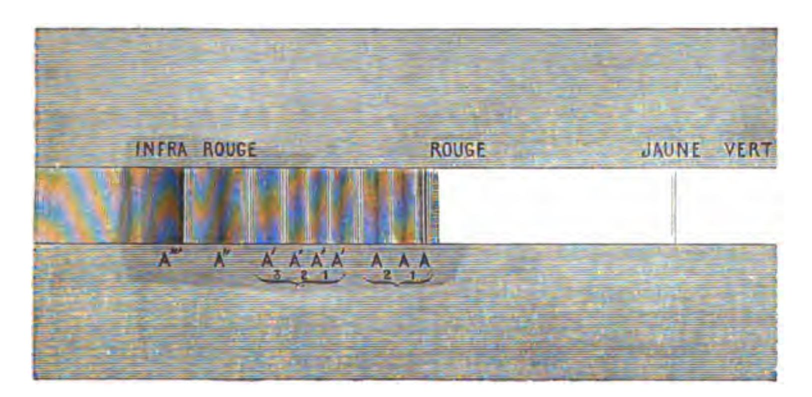
cente commence à devenir lumineuse, puis s'éteigne, et qu'il s'établisse une sorte d'équilibre la laissant par place dans un certain état d'obscurité. Cet effet indique qu'il y a à régler une question d'intensité entre les parties inversement actives des spectres, ce que l'on fait en déplaçant le deuxième spectre et en faisant varier la largeur de la seconde fente du volet. D'un autre côté, tous les corps phosphorescents ne peuvent manifester immédiatement cet effet; si la substance ne conserve que pendant peu de temps l'impression lumineuse, on ne peut rien observer: tel est le cas du spath fluor, de la chaux carbonatée, des composés d'uranium, des platinocyanures et de certaines substances organiques. Si la matière conserve pendant très-longtemps une assez grande intensité lumineuse, c'est-à-dire a une très-grande capacité pour la lumière, alors la partie infra-rouge du premier spectre n'arrive pas à rendre suffisamment obscure par places la région éclairée par l'ultra-violet du second spectre, et cette région reste toujours sensiblement illuminée de la même manière. Tel est le cas des sulfures de calcium, de baryum et de strontium plus ou moins phosphorescents; ces composés peuvent bien manifester des effets, mais autrement et, ainsi qu'on l'a dit plus haut, en rendant l'action des rayons différemment réfrangibles successive et non simultanée.

Mais il y a un composé phosphorescent qui se trouve dans des conditions très-favorables pour permettre l'observation du phénomène dont il s'agit, c'est la blende hexagonale, due à M. H. Sainte-Claire Deville et obtenue phosphorescente, il y a plusieurs années, par M. Sidot: substance qui est vivement lumineuse, mais qui présente un décroissement d'effet plus rapide que les sulfures alcalino-terreux, mais moins que la chaux carbonatée. Je dois même ajouter que les différents échantillons que j'ai essayés ne sont pas également propres à bien manifester les bandes de l'infra-rouge; celui qui m'a le mieux réussi était un échantillon moyennement lumineux, mais dont l'extinction de phosphorescence était plus rapide que celle produite par d'autres qui étaient plus vivement phosphorescents.

Voici ce que j'ai pu observer au moyen de cet échantillon : la partie active de l'infra-rouge comprend, au delà de A, un espace un peu plus étendu que celui compris entre la ligne A et la ligne D, et au delà duquel les effets ne peuvent plus être observés. Avec le

prisme en sulfure de carbone et une lentille en crown, on a, après A, deux bandes ou lignes qui paraissent aussi fortes que A, et que j'ai appelées A_1 et A_2 (*fig.* 1); ensuite on arrive à un groupe de quatre

Fig. 1.



bandes ou lignes, que je distingue sous la dénomination de groupe $A'(A', A'_1, A'_2, A'_3)$, dont les trois premières sont à peu près équidistantes et la quatrième, la moins réfrangible, plus éloignée; au delà, en A'', doit se trouver une large bande assez diffuse et en A''', près de la limite où l'observation est possible, se trouve une large bande à bords définis, surtout du côté le plus réfrangible. Cette bande A''' se trouve à peu près à la même distance de A que celle qui sépare A de D, et paraît être la même que celle observée par MM. Fizeau et Foucault en 1847, au moyen des effets calorifiques produits sur des thermomètres à très-petite capacité, et citée plus haut. Au delà de A''' il y a apparence d'une ou deux autres bandes quand le spectre est très-intense, mais qui sont très-difficiles à distinguer.

Il faut remarquer que l'expérience donne des effets lumineux contraires à ceux que je décris, car les parties qui correspondent à des raies ou bandes d'absorption, étant éclairées par les rayons ultra-violets du second spectre, sont des parties lumineuses pendant l'observation, tandis que là où il n'y a pas d'absorption, l'action de ces rayons étant détruite, il y a obscurité; on a donc une image négative de la disposition des bandes d'absorption, qu'il faut restituer dans son véritable sens pour l'interpréter comme je l'ai fait ci-dessus et comme cela est représenté dans la figure.

Un des effets les plus caractéristiques de ces observations est la vivacité de la partie active de l'infra-rouge comprise entre A″ et A‴, et qui est plus grande qu'avant et après ces limites. Cet effet se traduit, d'après ce qui vient d'être dit, par un espace relativement plus obscur que les parties voisines au moment de l'action simultanée des spectres à parties extrêmes superposées. L'apparition sur le corps phosphorescent de cette bande obscure, correspondant à une partie très-active de l'infra-rouge, se remarque immédiatement avec la plupart des substances étudiées, et apparaît même quand les autres maxima et minima d'action ne sont pas appréciables. On la retrouve également avec les sulfures alcalino-terreux, mais en opérant autrement et, comme je le faisais antérieurement, en faisant agir l'infra-rouge seul sur la surface, après l'action excitatrice de la lumière diffuse.

J'ai fait usage d'un prisme et d'une lentille en sel gemme, ainsi que d'un prisme et d'une lentille en spath-fluor, et j'ai observé cette même partie très-active A″A‴; mais, la pureté de ces substances étant moindre que celle du verre et du sulfure de carbone, je n'ai pu reconnaître les autres maxima et minima d'action. L'apparition de cette même bande active montre que le phénomène ne dépend pas de la nature de la matière impressionnable ni de celle du prisme, mais bien de la constitution de l'agent lumineux; avec ces différents prismes, les limites de l'espace actif ont paru être les mêmes. Une remarque assez curieuse, c'est que la lumière Drummond, étudiée de la même manière, a présenté une partie très-active dans l'infra-rouge, correspondant à cette région A″A‴, et de même que la lumière solaire.

Le bord le plus réfrangible de la bande obscure A‴ est assez bien limité pour permettre d'en déduire approximativement sa position angulaire par rapport à celle des raies du spectre lumineux B, D et F, et, par conséquent, l'indice de réfraction correspondant de la matière du prisme. Quant aux autres lignes, sauf celles qui sont près de A, même dans les spectres très-étalés, elles ont des bords assez mal définis.

L'évaluation de la longueur d'onde des rayons de cette région est assez délicate à faire; les spectres des réseaux n'ayant pas offert une intensité assez grande, je me suis servi de la position des bandes d'interférence obtenues en faisant réfléchir le faisceau so-

laire, avant son passage au travers de l'ouverture rectiligne du volet, sur un appareil donnant les anneaux colorés des lames minces d'air, et par un procédé analogue à celui de MM. Fizeau et Foucault. Quand la lumière est très-vive et le spectre peu étalé, on a une série de bandes de G à A‴ qui, pour être observées, peuvent être au nombre de dix ou douze, et dont les positions sont alors faciles à fixer. En admettant que dans la partie infra-rouge elles se continuent d'après la même loi que dans la partie lumineuse, là où les longueurs d'onde sont connues, on a eu, d'après plusieurs expériences et avec un prisme en sulfure de carbone :

Parties du spectre.			Indice de réfraction.	Longueur d'onde en millionièmes de millimètre.
Infra-rouge	A‴	bord le moins réfrangible.	»	1310
		milieu	»	1265?
		bord le plus réfrangible ([1])	1,5877	1220
	A′		1,5992	840
Spectre lumineux.	A		1,6051	761,5 (longueurs d'onde supposées connues.)
	B		1,6114	687,3
	D		1,6240	589,2

La bande A‴ serait comprise entre les longueurs d'onde 1200 et 1300.

Si l'on calcule les longueurs d'onde de A′ et de A‴, d'après la formule de Cauchy, dans laquelle l'indice n est donné par une expression de la forme $a+\frac{b}{\lambda^2}+\frac{c}{\lambda^4}$, λ étant la longueur d'onde et a, b, c des constantes déduites des observations correspondant à A, B et D, on arrive à des nombres plus élevés que les valeurs précédentes. Du reste, ces déterminations expérimentales ne sont qu'approximatives et sont à reprendre, et je n'ai donné ici que les premières observations faites au moyen de cette méthode.

On voit donc que l'on peut suivre, par vision directe, quelques-uns des effets produits dans la région infra-rouge du spectre. On ne peut observer ainsi que quelques bandes d'absorption un peu

([1]) Ou bord le moins réfrangible de la partie active très-caractéristique A″ A‴.

larges qui se trouvent dans cette région, et encore est-il nécessaire d'avoir une très-grande intensité lumineuse pour cela. Il est probable que beaucoup de bandes et de lignes plus étroites échappent à ce moyen d'observation; car les bords des images ne sont pas bien arrêtés, sauf ceux de la partie $A''A'''$, et cet effet doit être attribué à une illumination latérale par diffusion, laquelle peut, sur les surfaces phosphorescentes, impressionner les parties voisines des points directement influencés par les rayons du spectre.

D'un autre côté, les observations ne s'étendent guère beaucoup au delà de A''', et ne comprennent pas toute l'étendue de l'espace où les phénomènes calorifiques peuvent être observés; cela peut dépendre des limites entre lesquelles les effets de phosphorescence sont appréciables et qui peuvent ne pas être les mêmes que celles du spectre calorifique. Néanmoins ce nouveau mode d'observation permet de faire quelques remarques intéressantes : ainsi, par exemple, le verre et plusieurs corps solides ne font subir que peu de changement à l'image que l'on observe; mais un écran d'eau distillée, qui change à peine l'action de la partie AA', diminue beaucoup l'intensité de la région très-active qui touche à A'''.

J'ai essayé de former un oculaire de spectroscope qui permît d'observer la partie infra-rouge de l'image spectrale, comme on peut le faire pour la partie ultra-violette au moyen du sulfate de quinine; mais la grande intensité nécessaire à l'observation des effets dont il s'agit et le peu de netteté des bords des bandes d'absorption ne m'ont donné jusqu'ici aucun résultat bien satisfaisant: c'est une question que j'étudie actuellement.

DÉTERMINATION DE LA DISTANCE POLAIRE DANS LES AIMANTS

PAR M. BENOIT.

Pouillet a eu l'idée de faire servir l'équation de condition d'équilibre d'un barreau aimanté, placé dans des circonstances déterminées, équation dans laquelle entre la distance polaire, à la détermination du point précis occupé par chacun des pôles dans

ce barreau [1]. La méthode suivante est plus directe et plus générale que celle qu'il a employée.

Soient AB, A'B' deux barreaux aimantés placés horizontalement l'un au-dessus de l'autre, de manière que leurs milieux O, O' soient sur une même verticale. Le premier est fixe, le second peut tourner librement autour de l'axe OO'. Tant que la distance qui les sépare est suffisante, les résultantes des actions réciproques de leurs éléments magnétiques passent très-sensiblement par les pôles A, B, A', B'. Or ces actions donnent naissance : 1° à des forces verticales, symétriques, détruites par la pesanteur et la résistance du fil de suspension; 2° à un couple horizontal qui tend à faire tourner le barreau mobile autour de OO', et dont il est facile de trouver l'expression.

Projetons AB, suivant ab, sur le plan horizontal dans lequel tourne A'B', et supposons que ce dernier fasse avec le plan vertical qui contient AB un angle $aO'B' = \delta$. Appelons, en outre,

m, m' les quantités de magnétisme libre que l'on peut considérer comme condensées respectivement aux pôles des deux aimants;
$2l$ la distance polaire $AB = ab$ de l'aimant fixe;
$2l'$ la distance polaire A'B' de l'aimant mobile;
d la distance OO' des milieux des deux aimants.

Les actions attractives de A sur B' et de B sur A' donnent naissance à un couple horizontal dont les forces sont

$$\frac{mm'}{\overline{AB'}^2}\sin\omega,$$

ω étant l'angle que fait la direction AB' avec la verticale, et dont le bras de levier est $PP' = 2O'P$, longueur de la perpendiculaire commune à la direction de ces forces. Le moment de ce couple est donc

$$M_1 = 2\frac{mm'}{\overline{AB'}^2}\sin\omega . O'P;$$

mais

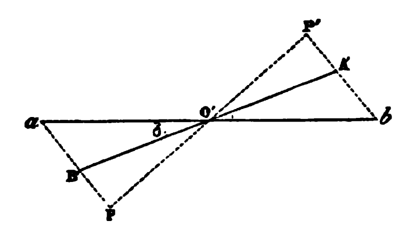
$$\sin\omega = \frac{aB'}{AB'}.$$

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXII, 5 février 1865.

D'autre part, les triangles AaB', $aO'B'$ donnent

$$AB'^2 = d^2 + aB'^2 = d^2 + l^2 + l'^2 - 2ll' \cos\delta.$$


Fig. 1.



Si l'on substitue dans la valeur M_1, et si l'on remarque que $aB'.O'P = ll' \sin\delta$, puisque ces deux expressions représentent également le double de l'aire $aO'B'$, il vient

$$M_1 = \frac{2mm'll' \sin\delta}{(d^2 + l^2 + l'^2 - 2ll' \cos\delta)^{\frac{3}{2}}}.$$

De même, les forces répulsives qui agissent entre A et A', B et B' donnent naissance à un second couple horizontal, dirigé dans le même sens, et dont le moment est

$$M_2 = \frac{2mm'll' \sin\delta}{(d^2 + l^2 + l'^2 + 2ll' \cos\delta)^{\frac{3}{2}}}.$$

Le moment M du couple total qui tend à faire tourner A'B' est donc représenté par l'expression

$$M = 2mm'll' \sin\delta \\ \times \left[(d^2 + l^2 + l'^2 - 2ll' \cos\delta)^{-\frac{3}{2}} + (d^2 + l^2 + l'^2 + 2ll' \cos\delta)^{-\frac{3}{2}}\right].$$

Le barreau mobile, soumis à la fois à l'action de la terre et à celle du barreau fixe, prend en général une nouvelle position d'équilibre, et fait avec le méridien magnétique un angle φ. Le moment du couple terrestre $2m'l'H \sin\varphi$ est alors égal et contraire à M. Cela posé, supposons qu'on fasse tourner l'aimant AB autour de OO', jusqu'à ce que sa direction soit devenue perpendiculaire

à celle de A'B'; δ est alors égal à $\frac{\pi}{2}$, et la condition d'équilibre est exprimée par la relation

$$H \sin\varphi = 2ml(d^2 + l^2 + l'^2)^{-\frac{3}{2}}.$$

Le barreau fixe étant transporté à une autre distance d', φ devient φ', et l'on a encore

$$H \sin\varphi' = 2ml(d'^2 + l^2 + l'^2)^{-\frac{3}{2}}.$$

Éliminant $\frac{2ml}{H}$ entre ces deux équations, on en tire

$$(1) \qquad l^2 + l'^2 = \frac{\sin^{\frac{2}{3}}\varphi\, d^2 - \sin^{\frac{2}{3}}\varphi'\, d'^2}{\sin^{\frac{2}{3}}\varphi' - \sin^{\frac{2}{3}}\varphi}.$$

Pour obtenir une deuxième équation entre l^2 et l'^2, il suffit de faire intervenir un troisième barreau de distance polaire $2l''$. En opérant avec les barreaux 1 et 2, on aura

$$l^2 + l'^2 = a;$$

de même, les barreaux 1 et 3 donneront

$$l^2 + l''^2 = b;$$

enfin, les barreaux 2 et 3

$$l'^2 + l''^2 = c;$$

de ces trois équations, on tirera l, l' et l''.

On réalise aisément les conditions de cette expérience par un dispositif analogue à celui de la boussole des sinus; il suffit de remplacer le cadre multiplicateur mobile de cet instrument par un support destiné à soutenir l'aimant AB, et sur lequel celui-ci peut se fixer à différentes hauteurs.

J'ai fait, dans un simple but de vérification, quelques expériences sur des aiguilles d'acier trempé de $1^{mm},5$ de diamètre, aimantées à saturation. Je faisais varier successivement la distance d, et chaque couple d'observation fournissait, en appliquant la formule (1), une valeur de $l^2 + l'^2$. En prenant les moyennes des valeurs fournies par chaque série, et les associant trois à trois, j'ai

obtenu, pour les distances polaires, des résultats assez concordants, bien que l'appareil dont je me suis servi ne comportât pas une très-grande précision dans les mesures.

Longueur des barreaux.

180 mm	78,1 mm	78,3 mm	78,1 mm	
160	70,0	69,8	»	69,8 mm
140	61,6	»	61,7	61,9
120	»	49,6	49,9	49,6

Une fois les distances polaires déterminées, les mêmes expériences peuvent fournir la valeur du rapport $\frac{2ml}{H}$, nécessaire pour mesurer l'intensité du magnétisme terrestre par la méthode de Gauss.

VARIATION ÉLECTRIQUE PRODUITE PAR LA CONTRACTION DU CŒUR CHEZ L'HOMME VIVANT;

PAR M. H. DELAROCHE.

On sait que la contraction musculaire est toujours accompagnée d'un phénomène électrique : la différence des potentiels électriques qui existent entre deux points du muscle subit une diminution, qui, d'après Bernstein, précède de $\frac{1}{100}$ de seconde environ le raccourcissement du muscle. Ce phénomène, appelé *variation électrique*, a été constaté sur différents muscles, et en particulier sur le cœur (du Bois-Reymond, W. Kühne); récemment M. Marey [1] a réussi à le fixer graphiquement, en photographiant les indications d'un électromètre capillaire de M. Lippmann.

Toutes ces expériences ont été faites sur des muscles ou des nerfs mis à nu; j'ai tenté de les répéter sur le cœur de l'homme vivant. Deux points de l'épiderme de la poitrine sont mis en communication avec les pôles d'un électromètre capillaire, par l'intermédiaire

---

[1] *Comptes rendus* du 24 juillet 1876.

d'électrodes appropriées. Chacune de ces électrodes est formée d'un bâtonnet de zinc amalgamé, muni à sa partie supérieure et coiffé à sa partie inférieure d'un tampon de mousseline imbibé de sulfate de zinc; on tient ces bâtonnets par des manches isolants, et l'on applique l'un des tampons en face de la pointe du cœur, sous le mamelon gauche, tandis que l'autre repose sur un autre point de la poitrine.

On voit alors la colonne mercurielle exécuter une série de pulsations périodiques et régulières très-nettes, synchrones avec le pouls; chaque pulsation marque même le double mouvement du cœur (mouvement des oreillettes et des ventricules). L'amplitude correspond à environ $\frac{1}{1000}$ Daniell. Il est clair qu'avec cette forme d'expérience les complications dues au choc et au déplacement du cœur ne sont pas éliminées; mais, si l'interprétation de l'expérience est peut-être complexe, l'exécution en est si simple que j'ai cru pouvoir la signaler.

SUR UNE NOUVELLE APPLICATION INDUSTRIELLE DE LA CHALEUR, DITE LE MOTEUR THERMODYNAMIQUE;

PAR M. FERDINANDO TOMMASI.

§ I. — *Principe.*

En présence des services rendus à l'industrie par l'emploi de la vapeur d'eau comme force motrice, nous nous sommes posé la question de savoir s'il était indispensable de chauffer un liquide jusqu'à changement d'état avant de songer à lui demander, simplement par l'effet de sa dilatation, un travail dynamique quelconque.

Et nous avons reconnu (non-seulement par le raisonnement, mais aussi par l'argument sans réplique de l'expérience) :

1° Que, pour tout accroissement de température, si petit qu'il soit, la chaleur communiquée à un liquide peut, par suite de la dilatation de ce dernier, se convertir, théoriquement, presque intégralement en travail dynamique ;

2° Que, pour une quantité donnée de chaleur, ce travail dynamique peut être bien autrement considérable que s'il était produit

par la tension de la vapeur, puisque la dilatation d'un liquide n'absorbe pas de chaleur à l'état latent, comme il arrive audit liquide au moment où il se transforme en vapeur;

3° Que, pour un volume de liquide donné, la quantité du volume additionnel obtenu par sa dilatation étant naturellement en rapport avec la quantité de chaleur communiquée au liquide et avec le coefficient de dilatation de ce dernier, il y a avantage à se servir d'un liquide incapable de se transformer en vapeur et dont la capacité calorifique et le coefficient de dilatation soient aussi élevés que possible;

4° Que, par conséquent, préférablement à tout autre liquide, il y a lieu d'employer à cet objet les huiles fixes et inoxydables dont la chaleur spécifique est 0,31, le coefficient de dilatation $\frac{8}{10000}$, et qui ne peuvent pas se vaporiser;

5° Que, cependant, étant nécessaire que la température de l'huile, malgré la durée indéterminée et la continuité du travail, ne dépasse pas un certain nombre de degrés fixés à l'avance, il faut que cette huile soit alternativement et successivement chauffée et refroidie, ce qui produit une augmentation et une diminution alternatives et successives de son volume;

6° Que la puissance dynamique ainsi développée par la dilatation et la condensation alternatives et successives de l'huile est parfaitement applicable à un piston plongé dans cette huile dans la même disposition que les pistons des presses hydrauliques, et que ce piston peut agir sur un arbre de couche ou sur un balancier dans des conditions identiques à celles des pistons à simple effet des machines à vapeur;

7° Que cette puissance ne connaît pas d'autres bornes que celles qui lui sont imposées par la solidité de l'appareil, à la condition cependant de ne pas excéder un certain nombre de kilogrammètres par calorie (1);

8° Que l'explosion des appareils étant absolument impossible là où il n'y a pas de gaz comprimés, et la compressibilité des huiles étant bien peu de chose, il devient facile et complétement sans

(1) Ce nombre se trouverait dépassé lorsque la quantité de chaleur à consommer dans l'effort dynamique ou bien la réduction de volume due à la compression serait égale ou supérieure à l'augmentation de volume produite par la dilatation.

danger de faire travailler ces appareils à des pressions relativement très-considérables;

9° Que la source de la chaleur nécessaire pour dilater l'huile peut être empruntée à la vapeur d'échappement d'un cylindre à vapeur ordinaire, et que, dans ce cas, *cette source de chaleur est* ESSENTIELLEMENT GRATUITE;

10° Que cette vapeur d'échappement, en se condensant au moment où elle cède sa chaleur à l'huile, produit un vide dont profitent les pistons à vapeur et que l'on peut refouler dans la chaudière l'eau chaude qui en résulte et utiliser ainsi le résidu de la chaleur qu'elle contient;

11° Qu'il résulte de l'exposé qu'un moteur mis en mouvement par la dilatation de l'huile est le complément naturel d'un cylindre à vapeur, puisqu'il permet d'utiliser, aussi entièrement que possible, la chaleur dépensée pour vaporiser l'eau;

12° Enfin que ce moteur peut recevoir des applications très-nombreuses et que rien ne s'oppose à ce qu'il produise son travail avec le concours des cylindres à vapeur, dont il utilise l'échappement sur une seule et même machine pour produire un seul et même travail.

Voici une expérience qui démontre que, pour tout accroissement de température, si petit qu'il soit, la chaleur communiquée à une huile fixe peut, par suite de la dilatation de cette dernière, se convertir en travail dynamique.

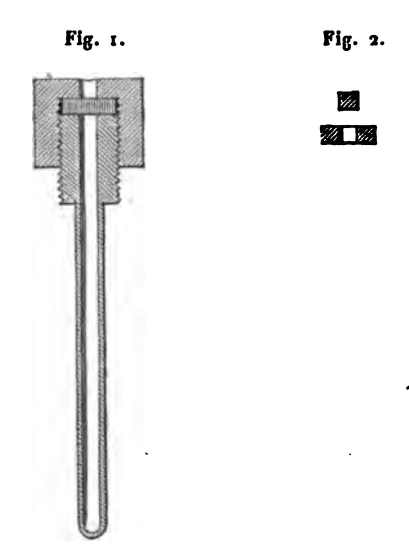
§ II. — *Expérience.*

Un tube en fer (longueur, 1 mètre; diamètre intérieur, $0^{m},008$; section intérieure, 50 millimètres carrés; capacité, 50 centimètres cubes), bouché à son extrémité inférieure et terminé à son extrémité supérieure par un fort filet de vis, a été complétement rempli d'huile d'olive (*fig.* 1).

Une rondelle en plomb, de l'épaisseur de $0^{m},006$, a été placée sur l'orifice du tube.

Un chapeau en fer, taraudé à l'intérieur et percé par un trou dont le diamètre est le même que celui de l'intérieur du tube, fixe et serre cette rondelle sur l'orifice de ce tube de manière à le boucher hermétiquement.

En chauffant alors légèrement le tube, l'huile dilatée force la portion de rondelle qui correspond au trou du chapeau à se couper contre ce dernier, et à le traverser en laissant la rondelle percée au



Réduction à moitié d'exécution.

milieu, exactement comme si elle l'avait été par un emporte-pièce (*fig.* 2).

Ce travail est accompli par l'huile dans l'espace de quelques secondes.

Pour mesurer ensuite la tension à laquelle ce travail a été accompli et, en même temps, le nombre de kilogrammètres obtenus (cela d'une manière au moins approximative), on a procédé à l'expérience suivante :

Une rondelle en plomb (B), tout à fait pareille à celle qui a servi dans l'expérience précédente, a été placée entre une tige en acier A et un trou pratiqué dans un socle en fonte. Ce trou et cette tige ont le même diamètre que l'intérieur du tube dans lequel l'huile a été dilatée.

Pour que la tige en acier A ait pu percer la nouvelle rondelle en plomb, dans le même espace de temps et dans les mêmes conditions que l'autre, il a été nécessaire de suspendre au bout du levier qui lui est fixé un poids de 20 kilogrammes. Le bout de ce levier

étant 20 fois plus éloigné du centre de rotation que la tige en acier, il est évident qu'en multipliant par 20 le poids que l'on y a suspendu on aura le poids qui aurait été nécessaire pour opérer verticalement sur la tige en acier. Ce poids étant par conséquent de 400 kilogrammes et la section de la tige étant de 50 millimètres carrés, il aurait fallu un poids de 800 kilogrammes pour 1 centimètre carré. Le poids de 800 kilogrammes par centimètre carré équivaut à 800 atmosphères environ.

Dans ces expériences, il est difficile de mesurer exactement non-seulement le nombre de kilogrammètres obtenus, mais aussi la quantité de chaleur dépensée. Le calcul, cependant, démontre que cette dernière n'excède pas $\frac{1}{10}$ de calorie (8 degrés), et l'on peut évaluer à 2,5 environ le nombre de kilogrammètres obtenus, ce qui revient à 25 kilogrammètres par calorie.

SUR LE POUVOIR ABSORBANT DE L'AIR HUMIDE;

PAR M. J.-L. HOORWEG.

Dans le résumé de ses recherches sur le pouvoir absorbant de l'air humide pour les rayons calorifiques, que M. Haga a publié dans le *Journal de Physique,* il constate que le passage du courant d'air sur le chlorure de calcium donne lieu à une élévation de température, élévation qui produit sur la pile de Melloni le même effet qu'une diminution d'absorption. Par contre, le passage de l'air à travers l'eau a pour conséquence un refroidissement, qui se manifeste sous la forme d'une absorption plus grande. Ces phénomènes augmentent donc la différence entre l'action de l'air sec et de l'air humide, et c'est ainsi que M. Haga explique comment il trouve pour l'absorption un nombre plus petit que celui que j'avais déduit de mes expériences antérieures.

Mais, comme j'ai déjà répondu à M. Lippmann, je me suis convaincu, par des expériences réitérées, que le refroidissement mentionné n'avait aucune influence appréciable sur les résultats. En outre, le nombre que j'ai obtenu concorde si bien avec celui qui a été trouvé postérieurement par M. Buff, que je ne vois aucune

raison pour attacher une plus grande valeur aux résultats de M. Haga qu'aux miens.

Il me semble que, dans les expériences de M. Haga, il s'est glissé une erreur qui explique la divergence entre nos résultats. Le centre de son réflecteur était élevé à une distance assez considérable au-dessus du plan supérieur du cylindre par lequel l'air était soufflé. Dans mes expériences, les rayons calorifiques rasaient pour ainsi dire ce plan. Ainsi il y avait, dans les expériences de M. Haga, une extension latérale du courant d'air ascendant qui était évitée dans les miennes.

Néanmoins, tout homme de science s'intéressera au travail de M. Haga; il a réussi à lever tous les doutes sur un fait important: il a prouvé que l'air humide diffère de l'air sec par une absorption qui, estimée trop haut par M. Tyndall, est cependant assez considérable pour donner lieu à des phénomènes météorologiques.

SUR LES MÉLANGES RÉFRIGÉRANTS DE NEIGE ET D'ACIDE SULFURIQUE;

PAR M. L. PFAUNDLER,

Correspondant de l'Académie des Sciences de Vienne.

(*Présenté dans la séance du 1er avril 1875.*)

1. L'étude, si incomplète encore, de la valeur pratique des mélanges réfrigérants a engagé M. Pfaundler à étudier complétement les mélanges de neige et d'acide sulfurique, pour lesquels ses recherches antérieures lui fournissaient toutes les données expérimentales nécessaires à ses calculs.

Les éléments à déterminer pour un mélange réfrigérant quelconque sont :

1° La température la plus basse et la composition du mélange qui la donne;

2° Pour la température supérieure, la composition du mélange la plus avantageuse;

3° Les conditions industrielles et économiques de l'emploi de

tel ou tel mélange, d'où l'on pourrait déduire le prix de la calorie négative produite.

Les données expérimentales à posséder étaient les suivantes :

1° La loi du développement de la chaleur due au mélange d'une molécule d'acide sulfurique (98^{gr}) avec n molécules d'eau. On a, pour la chaleur produite vers zéro,

$$(1) \qquad Qn = \frac{nB}{n+A} \quad \text{avec} \quad B = 17920, \quad A = 1{,}588.$$

(La calorie est la quantité de chaleur nécessaire pour échauffer de 1° 1^{gr} d'eau).

2° La chaleur moléculaire C des hydrates d'acide sulfurique

$$(2) \left\{ \begin{array}{llll} C' = a' + b'n & \text{avec} \quad a' = 16{,}9, & b' = 18{,}3 & \text{et} \quad n > 5, \\ C = a + bn & \text{avec} \quad a = 32{,}5, & b = 15{,}2 & \text{et} \quad n < 5. \end{array} \right.$$

3° La température τ de solidification de ces hydrates suivant leur degré de concentration.

Depuis zéro jusqu'à 36 pour 100 d'acide, on a la formule

$$(3) \qquad \tau = -\frac{Cp}{D-p}, \quad \text{avec} \quad C = 47{,}12 \quad \text{et} \quad D = 19{,}05.$$

Pour les acides de 36 à 72 pour 100, on n'a pu atteindre le point de congélation ; enfin de 72 à 100 pour 100 d'acide monohydraté, les variations sont si brusques que l'on n'a pu établir de formule ; on a, en effet,

°		Pour 100	
− 25	pour	75	
+ 9	»	84	($SO^3 2H^2O$)
− 40	»	94	
+ 7	»	100	

4° La chaleur latente de fusion de la glace. On a adopté $\lambda = 79{,}4$, d'après Bunsen.

5° La chaleur spécifique de la glace. On a pris le nombre 0,5.

2. La quantité de chaleur absorbée ou dégagée par le mélange de n molécules de neige et de 1 molécule d'acide sulfurique sera

évidemment donnée par la formule (4)

$$(4)\qquad Q = \frac{nB}{n+A} - n\lambda = \frac{17920n}{n+1,588} - 1429,2n.$$

Pour 10,950 molécules de glace ajoutées à 1 molécule d'acide ou 2^{gr},015 de glace pour 1 d'acide, on a

$$Q = 0.$$

Pour $n = 1$,

$$Q = 3576.$$

Pour $n = 20$,

$$Q = -11983.$$

Pour trouver le maximum de Q, on posera

$$\frac{dQ}{dn} = 0,$$

ce qui donne

$$n = \sqrt{\frac{AB}{\lambda}} - A = 2,874 \quad \text{et} \quad Q = 7435.$$

Le maximum de chaleur dégagée s'obtient en mélangeant 1 molécule d'acide (98^{gr}) à 2,874 molécules de glace, ou 1 d'acide à 0,528 de glace. Si, au lieu de prendre l'acide monohydraté, et d'y ajouter n molécules de glace, on peut mêler d'abord à l'acide n_1 molécules d'eau, refroidir à zéro, et ajouter ensuite $n - n_1$ molécules de glace, la quantité de chaleur dégagée ou absorbée sera, dans ce cas,

$$Q_1 = \frac{nB}{n+A} - \frac{n_1 B}{n_1 + A} - (n - n_1)\lambda,$$

$$Q_1 = \frac{nB}{n+A} - n\lambda - \left(\frac{n_1 B}{n_1 + A} - n_1\lambda\right) = Q - q.$$

Si Q_1 et Q sont négatifs tous deux, et q, au contraire, positif, Q_1 sera maximum quand q le sera; on devra donc, pour obtenir le plus de froid possible par ce genre de mélange, choisir l'acide déjà hydraté, porté d'avance à zéro et contenant, pour 1 d'acide, 0,528 d'eau.

3. La température t du mélange s'obtiendra en divisant la quantité de chaleur Q par la chaleur moléculaire C; on aura ainsi, pour cette température,

$$(5) \qquad t = \frac{\frac{nB}{n+A} - n\lambda}{a+bn}.$$

t est maximum pour $n = 1{,}4$ et atteint $114°$, correspondant à 1 partie d'acide pour $\frac{1}{4}$ de glace; $t = 0$ pour $n = 10{,}95$, devient ensuite négatif et décroît indéfiniment avec n. Toutefois t ne peut être inférieur à la température de congélation de l'acide donnée par la formule (3). Si l'on remplace p, proportion pour 100 d'acide, par le nombre n de molécules d'eau, on obtient la formule suivante:

$$(6) \qquad \tau = -\frac{E}{n-F} \quad \text{avec} \quad E = 224{,}2 \quad \text{et} \quad F = 6.$$

Pour $n = 16{,}2$, on a

$$t = \tau = -21°{,}8.$$

Si n est $< 16{,}2$, t est $< \tau$ (en valeur absolue), et donne la température réelle du mélange. La température $-21°{,}8$ est donc la plus basse qu'on puisse obtenir en mélangeant de l'acide monohydraté à zéro avec de la neige à zéro; on l'obtient en mélangeant 1 molécule d'acide avec 16,2 molécules de glace, ou 1 partie d'acide avec 2,98 de glace. Si l'on a $n > 16{,}2$, évidemment toute la glace ne peut fondre et l'on ne peut atteindre la température t. Qu'arrive-t-il dans ce cas particulier?

4. On peut désigner ce mélange comme formé avec un excès de neige. La température ne peut atteindre $-21°{,}8$, le minimum, à cause de la neige en excès qui se refroidit en même temps, et dont une partie se fond; la température du mélange est celle de la congélation du mélange formé par la portion de neige fondue. On peut la trouver en résolvant les équations suivantes :

Soient θ la température finale, x le nombre de molécules de neige fondues, s le nombre total de molécules de neige ajoutées à l'acide;

on aura

$$(7)\qquad \theta = \frac{\dfrac{Ax}{x+B} - \lambda x}{a + bx + 9(s-x)},$$

($9 =$ la chaleur moléculaire de la glace $= 0,5 \times 18$) ; et, en outre,

$$(8)\qquad \theta = \frac{E}{x - F}.$$

Si l'on se donne s, on aura x par une équation du troisième degré et ensuite θ. Il est préférable de se donner arbitrairement θ, d'en déduire x par l'équation (8), puis s par l'équation (7). On trouve que θ varie très-lentement avec s, et qu'on a sensiblement

$$(9)\qquad \theta = -0,263\, s - 15,74.$$

5. Si l'on veut avec un mélange d'acide sulfurique et de neige porter un corps quelconque à une température — T, le problème est en apparence indéterminé; on peut choisir, en effet, un mélange quelconque qui de lui-même descendrait au-dessous de T°, et en prendre une quantité convenable.

Au point de vue économique, il est évident qu'on devra prendre le mélange qui se solidifierait à — T°. Le nombre de molécules de glace à mélanger à une molécule de neige sera donné par l'équation (6) en y faisant $\tau = T$.

Pour trouver la valeur frigorifique du mélange, on le suppose fondu et maintenu à zéro; pour cela il faudrait lui fournir une quantité de chaleur égale à

$$Q = -\left(\frac{nB}{n+A} - n\lambda\right).$$

Si le liquide à — T° était ramené seul à zéro, il faudrait lui fournir une quantité de chaleur égale à $q = (a' + b'n)\,T$ — chaleur moléculaire multipliée par la variation de température. Il restera donc disponible une quantité $Q - q$ de calories négatives qui pourront servir à refroidir à — T un corps quelconque. Si son poids est P, sa chaleur spécifique c, et qu'on le porte de + T' à — T, le nombre de molécules d'acide à employer sera donné par la for-

mule

$$(11) \qquad (Q-q)g = Pc(T+T').$$

6. On a vu précédemment que, si l'on prend de l'acide déjà hydraté, contenant 2,874 d'eau, préalablement refroidi à zéro, et qu'on le mélange avec de la glace, il devra donner un refroidissement plus considérable que tout autre hydrate d'acide sulfurique.

M. Pfaundler a appliqué à l'étude de cet acide en particulier les formules précédentes, en les modifiant légèrement. Voici les principales, dont la démonstration est très-facile.

Quantité de chaleur absorbée. — On mêle à l'hydrate formé de 1 molécule d'acide sulfurique $SO^4H^2 + 2,874H^2O$ porté à zéro $n - 2,874$ molécules de glace.

$$Q = \frac{nB}{n+A} - nL - 7435.$$

Température du mélange :

$$t = \frac{\frac{nB}{n+A} - nL - 7435}{a+bn}.$$

On trouve que T est égal à la température de congélation pour $n = 12$; on a alors $t = -37°$.

La température de — 37° *est donc la plus basse que l'on puisse atteindre en mélangeant de la neige et de l'acide sulfurique à zéro ;* on l'obtient en mélangeant une molécule $SO^4H^2 + 2,874H^2O$ avec 9,126 molécules de neige, de manière à obtenir $SO^4H^2 + 12H^2O$ en poids, en prenant une partie d'acide sulfurique hydraté et 1,097 de neige.

Si l'on met un excès de neige, une partie de celle-ci fond seule, et le mélange ne descend plus au minimum ; le problème se résout comme précédemment, et l'on trouve que la température finale est sensiblement exprimée par la formule

$$\theta = -0,6875 - 45,244,$$

le nombre de molécules de neige ajoutées étant S — 2,874.

On calcule, par un procédé analogue à celui qui est indiqué, la valeur frigorifique des divers mélanges, quand on veut les employer pour porter à — T° un corps quelconque.

M. Pfaundler a dressé un tableau dans lequel le nombre de molécules est remplacé par des poids exprimés en grammes, et dont voici un extrait :

p.	*t*.	T.	*q*.
1,097	— 37°	— 37°	0
1,38	— 35	— 25	27
2,52	— 30	— 12,4	133
4,32	— 25	— 7	273
7,92	— 20	— 3,1	553
13,08	— 16	— 2,1	967

p indique le nombre de grammes de neige à mélanger à 1 gramme d'acide sulfurique contenant 66,19 pour 100 d'acide monohydraté.

t la température que prend de lui-même le mélange avec fusion partielle de la neige, T la température finale, quand toute la neige est fondue, ou la température de congélation du mélange.

q donne le nombre de calories négatives disponibles, ou la valeur frigorifique du mélange, pour 1 gramme. Si donc on veut porter un poids P d'un corps de chaleur spécifique *c* de T' à — T, on devra employer le mélange correspondant à — T; on emploiera un nombre de grammes d'acide dilué égal à $\frac{Pc(T+T')}{q}$ et un poids de neige égal à $p\frac{Pc(T+T')}{q}$.

Il sera préférable pratiquement d'ajouter peu à peu la neige à l'acide déjà porté à zéro.

7. M. Pfaundler a fait quelques déterminations pour vérifier les déductions de la théorie, entre autres les suivantes :

De l'acide monohydraté à zéro, mélangé à 2,015 de neige, reste à zéro.

Avec l'acide déjà hydraté à 66,19 pour 100, il a obtenu, en ajoutant pour 1 d'acide 1,097 de neige, des températures de — 33° et — 32°,8, qui, corrigées, arrivent à — 36°,0 et — 35°,8, très-voisines du minimum — 37°.

Ces mélanges sont très-économiques; mais il serait difficile de faire entrer leur emploi dans les usages domestiques, à cause des dangers et des inconvénients que présente le maniement de l'acide sulfurique.

8. En profitant de ce fait que, pour un certain degré de concentration, les hydrates d'acide sulfurique ne sont plus congelables, M. Pfaundler pense que l'on pourrait obtenir des températures beaucoup plus basses, en prenant des acides hydratés préalablement refroidis et de la glace refroidie aussi. Il a même imaginé une sorte d'appareil continu, formé d'une grande éprouvette remplie de neige; l'acide hydraté, contenant 66°,19 pour 100 d'acide monohydraté, serait versé à la partie supérieure, et remonterait ensuite par le centre dans un tuyau, en traversant les couches de glace déjà refroidies; il se refroidirait ainsi incessamment avant de se déverser sur la glace. Avec un appareil très-grossier, M. Pfaundler a pu ainsi atteindre — 60°.

A. Terquem.

G.-L. SORET. — Spectroscope à oculaire fluorescent (seconde Note); *Archives des Sciences physiques et naturelles*, décembre 1876.

Dans une première Note [1], M. Soret a fait connaître la disposition d'un spectroscope à oculaire fluorescent, qu'il emploie pour l'observation directe des raies du spectre ultra-violet. Il indique aujourd'hui les dernières modifications qu'il a fait subir à son appareil, et les résultats nouveaux auxquels il est parvenu.

Avec un spectroscope dont les lentilles sont en verre et le prisme en flint, on ne peut guère distinguer le spectre de fluorescence au delà de la raie N. Si l'on veut aller plus loin, il faut que

---

[1] Cette Note a été reproduite *in extenso* dans le *Journal de Physique*, t. III, p. 255.

les lentilles soient en quartz et les prismes en spath d'Islande [1]. L'appareil qui jusqu'ici a fourni les meilleurs résultats est un spectroscope ordinaire, du modèle de Steinheil, à lentille de quartz de 33^c de distance focale et prisme de spath d'Islande de 60°, taillé de façon que les arêtes soient parallèles à l'axe cristallographique. On peut observer soit le spectre extraordinaire qui est peu étendu, mais assez lumineux, soit le spectre ordinaire dont la dispersion est considérable.

S'il s'agit d'observer le spectre solaire, le faisceau incident sera réfléchi dans une direction horizontale, à l'aide d'un porte-lumière ou d'un héliostat. Le miroir employé doit être en verre noir ou mieux en argentan. Les miroirs de verre, nu ou argenté, ne peuvent être employés au delà de la raie N, parce qu'ils exercent une absorption très-prononcée sur les rayons les plus réfrangibles du spectre.

La lumière réfléchie par le miroir est reçue sur une lentille de quartz à long foyer ($1^m,40$), puis sur la fente du spectroscope. Celle-ci est commandée par une crémaillère, et on l'écarte à volonté de la lentille collimatrice, qui n'est pas achromatique, de manière à produire le parallélisme des rayons dans la région du spectre que l'on observe. Les rayons parallèles tombent sur le prisme, puis sont reçus dans la lunette et traversent en dernier lieu l'oculaire fluorescent précédemment décrit. Cette partie importante de l'appareil n'a pas été modifiée dans ses dispositions essentielles : elle doit pouvoir se déplacer d'une quantité assez considérable, pour compenser le défaut d'achromatisme de l'objectif de la lunette.

Pour observer au delà de la raie N, la matière fluorescente la plus convenable est un verre d'urane mince, sur lequel ont été tracés deux traits fins, à angle droit, qui remplacent le réticule de la lunette.

Mais la fluorescence du verre d'urane est faiblement excitée par les rayons compris entre H et N; dans ces limites, la substance la plus avantageuse est une dissolution aqueuse d'esculine que l'on emploie sous l'épaisseur de $0^{mm},5$. On la prépare en prenant sur la

(1) Les prismes de quartz auraient un trop faible pouvoir dispersif.

pointe d'un canif un peu d'esculine que l'on jette dans quelques centimètres cubes d'eau froide, privés d'air par l'ébullition, puis on filtre après avoir agité quelques instants. Il est convenable, pour cette partie du spectre, d'intercepter les rayons les plus éclairants en plaçant un verre bleu, soit devant la fente du spectroscope, soit en avant de la lame fluorescente; mais, pour les radiations plus réfrangibles, ce verre exercerait une absorption nuisible et doit être supprimé.

A l'aide de l'appareil qui vient d'être décrit, on peut, lorsque le temps est clair et le soleil un peu haut au-dessus de l'horizon, distinguer très-facilement les raies du spectre jusqu'à R, S et même T (cette dernière surtout dans le spectre extraordinaire).

L'instrument se prête bien aussi à l'observation du spectre ultra-violet des métaux, pourvu que la lumière ait une grande intensité. En employant comme source de lumière l'arc voltaïque passant entre deux pointes métalliques, on obtient de magnifiques spectres de fluorescence; celui du fer est d'une grande beauté.

Si l'on doit opérer sur de la lumière polarisée, l'emploi de lentilles de quartz est gênant à cause du pouvoir rotatoire de cette substance; mais on obtient de bons résultats en remplaçant la lentille du collimateur par deux lentilles plan-convexes, parfaitement égales, l'une en quartz droit, l'autre en quartz gauche, appliquées l'une contre l'autre par leurs faces planes.

L'auteur a disposé des spectroscopes plus portatifs que le précédent et employé l'un d'eux à l'observation du spectre solaire à diverses altitudes. La meilleure de ces observations a été effectuée sur la Dent-du-Midi (près de Saint-Maurice, Valais; altitude 3180^m) le 22 septembre 1876, vers midi. M. Soret a trouvé que le spectre ultra-violet est notablement plus intense à une grande altitude que dans la plaine; mais il ne paraît pas plus étendu, et l'on n'a pu observer de raie plus réfrangible que T. On peut conclure de là que c'est l'atmosphère du Soleil, et non celle de la Terre, qui absorbe les rayons solaires de très-petite longueur d'onde; et que la radiation reçue à la limite supérieure de l'atmosphère ne contient pas, en proportion sensible, de rayons plus réfrangibles que ceux que l'on parvient à observer à la surface même de la Terre.

E. Bouty.

O. GROTRIAN. — Die Reibungsconstanten einiger Salzlösungen, und ihre Beziehungen zum elektrischen Leitungsvermögen (Relations entre la viscosité et la résistance électrique de quelques dissolutions salines); *Annales de Poggendorff*, t. CLVII, p. 237, 1876.

M. Wiedemann a représenté la conductibilité de quelques dissolutions par une fraction dont le numérateur est proportionnel à la quantité de sel dissous, et le dénominateur à la viscosité, ou plus exactement au coefficient de frottement du liquide. M. Grotrian s'est proposé de mettre en évidence la relation qui lie la résistance au coefficient de frottement, en laissant identique la composition chimique de la dissolution, et faisant varier uniquement la température. Les coefficients de frottement ont été déterminés en comparant les oscillations d'un disque dans l'air et dans les diverses solutions étudiées; voici les conclusions de M. Grotrian :

L'augmentation relative du coefficient de frottement $\left(\frac{df}{f\,dt}\right)$ et celle de la résistance varient de même quand la quantité de sel dissous varie, la première étant supérieure à la seconde; la résistance spécifique paraît varier proportionnellement à la puissance n du coefficient f, n variant de 0,45 (pour le sulfate de zinc) à 0,75 (pour le chlorure de sodium), mais les coefficients ne sont pas déterminés avec assez d'exactitude; ainsi, tandis que O. Meyer trouve 0,0236 pour $\frac{1}{f}\frac{df}{dt}$ à 18 degrés dans l'eau distillée, l'auteur trouve 0,0303.

Pour les chlorures de potassium, de sodium, de calcium et de baryum, des dissolutions de teneurs variables de la même substance, mais portées à des températures telles que le coefficient de frottement fût le même, ont donné des conductibilités exactement proportionnelles aux quantités de sel dissous.

Enfin le coefficient 0,0236, donné par M. O. Meyer pour l'eau pure, coïncide presque exactement avec celui $(\frac{1}{41})$ de l'augmentation de conductibilité trouvée par M. Kohlrausch pour les chlorures alcalins indéfiniment étendus d'eau.

A. Potier.

W. HUGGINS. — Note on the photographic spectra of stars (Note sur les spectres photographiques des étoiles); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXV, p. 445; 1877.

L'auteur avait obtenu dès 1863 la reproduction photographique du spectre de Sirius; mais l'épreuve obtenue laissait beaucoup à désirer au point de vue de la netteté et n'offrait nulle apparence de raies. La principale difficulté à vaincre était d'obtenir un mouvement parallactique très-uniforme, pour suivre l'étoile pendant un temps suffisant : M. Howard Grubbe l'a surmontée en adaptant au mécanisme un pendule, en communication électrique avec une horloge sidérale. Dans ces conditions nouvelles, et grâce à l'emploi d'un télescope appartenant à la Société royale de Londres et dont le miroir mesure 18 pouces, de prismes et de lentilles de quartz, M. Huggins est parvenu à photographier les spectres de Sirius, Véga, Vénus et enfin celui de la Lune. La disposition de l'appareil permettait d'obtenir, sur la même plaque sèche, un spectre solaire ou électrique en regard du spectre de l'astre observé.

L'épreuve la mieux réussie jusqu'à présent est celle du spectre de Véga; elle présente sept vigoureuses raies noires, chacune d'elles légèrement ombrée sur les bords; les deux raies les moins réfrangibles coïncident avec les deux raies connues de l'hydrogène dans le spectre solaire.

M. Huggins annonce que de nouveaux perfectionnements, en voie d'exécution, lui permettront d'obtenir des photographies meilleures et d'étudier des étoiles moins lumineuses que Véga.

E. Masse.

H.-C. VOGEL et O. LOHSE. — Ueber die Photographie der weniger brechbaren Theile des Sonnenspectrums (Sur la photographie des parties les moins réfrangibles du spectre solaire); *Ann. de Pogg.*, t. CLIX, p, 297, 1876.

Quand on ajoute au collodion diverses matières organiques, telles que baume, résine, etc., on parvient à obtenir des impressions photographiques au moyen des parties les moins réfrangibles du spectre solaire coloré. Le capitaine Abney (¹) exprimait

(¹) Abney, *Philosophical Magazine*, mai 1876.

récemment l'espoir de se procurer, par des procédés analogues, la photographie du spectre ultra-rouge.

Les auteurs ont essayé l'emploi de divers hydrates de carbone. Par plusieurs heures d'exposition, ils ont obtenu des épreuves dans lesquelles la raie A était marquée par un maximum d'intensité, et qui empiétaient assez loin au delà de la limite du rouge. Craignant l'effet de réflexions secondaires, dont leur appareil spectral ne paraissait pas entièrement débarrassé, ils ont interposé un verre rouge entre la source et la plaque sensible; dans ces conditions nouvelles, tout phénomène anormal a disparu : la raie A est marquée par un minimum d'intensité, et toute impression photographique appréciable cesse au delà du rouge. La diminution d'intensité dans cette région du spectre est même si brusque, que les auteurs inclinent à penser qu'il n'y a pas grand espoir d'étendre sensiblement plus loin, du côté de l'ultra-rouge, le domaine accessible à la Photographie. E. Bouty.

J. LAWRENCE SMITH. — New form of compensating pendulum (Nouvelle forme de pendule compensateur); *Silliman's American journal*, août 1876.

Ce pendule est formé d'une tige d'acier terminée à la partie inférieure par un écrou qui soutient un manchon d'ébonite concentrique à la tige; une masse cylindrique de laiton enveloppe ce manchon et lui est fixée à la partie supérieure. La grande dilatation de l'ébonite compense celle des pièces métalliques. Le coefficient 0,000079365 entre zéro et 43° C. varie peu d'un échantillon à l'autre.

Cet instrument donne des résultats très-satisfaisants : il est facile à transporter et ne coûte guère plus cher qu'un pendule ordinaire. C. Daguenet.

Dr K. BRAUN. — Studien über erdmagnetische Messungen (Recherches de magnétisme terrestre), t. CLII, p. 331.

M. Braun a eu, à Rome, entre les mains une boussole d'inclinaison construite par Barrow, et tellement parfaite que l'er-

reur moyenne sur l'inclinaison n'atteignait pas 20 secondes; il en a conclu que cette boussole pouvait devenir un instrument universel de magnétisme. Les mesures de déclinaison (azimut du cercle pour la position verticale de l'aiguille) seraient, d'après l'auteur, exactes à 1 minute près. Enfin l'intensité elle-même s'obtient : 1° en mesurant l'inclinaison de l'aiguille chargée d'un poids connu à l'un des pôles, ce qui donne le produit TM; 2° en mesurant la déviation produite par cette aiguille sur une autre placée dans la boussole, ce qui donne le quotient $\frac{M}{T}$: l'erreur relative sur l'intensité serait de 0,0002.

A. Potier.

V. SCHILLER. — Elektro-magnetische Eigenschaften ungeschlossener elektrischer Ströme (Propriétés magnétiques des courants non fermés); *Ann. de Poggendorff*, t. CLIX, p. 456-537; 1876.

M. Schiller donne quelques détails sur les expériences dont M. Helmholtz a déjà rendu compte (voir *Journal de Physique*, t. V, p. 252). Il conclut que ni la formule d'Ampère (appliquée au circuit métallique seul), ni la formule d'Helmholtz ne rendent compte des faits observés, si l'on ne suppose pas que les courants se ferment par la polarisation du diélectrique ambiant, comme l'avait supposé Maxwell; et, dans ce cas, on sait que toutes les formules élémentaires conduisent au même résultat.

A. Potier.

HERWIG. — Notiz über die Temperaturen der Elektroden im Inductionsfunken (Sur la température des électrodes dans l'étincelle d'induction); *Ann. de Pogg.*, t. CLIX, p. 565, 1876.

Si l'on mesure les quantités d'électricité contenues dans une décharge, provoquée par une force électromotrice induite constante, entre deux électrodes de platine froides ou chaudes (rouge naissant), on observe que ces quantités augmentent lorsqu'une des électrodes est chauffée, et beaucoup plus lorsque c'est l'électrode négative que dans le cas contraire (*voir* les expériences de Wiedemann et Rühlmann). L'auteur en conclut que, dans les décharges tout à fait discontinues, où l'on doit tenir compte de la

reconstitution partielle de l'électricité neutre à travers le fil induit, c'est l'électrode négative qui doit s'échauffer le plus, tandis que, pour des décharges plus continues, lorsque la couche d'air interruptrice s'échauffe assez pour être considérée comme presque conductrice, c'est à l'électrode positive, où la résistance au passage est plus grande, que la chaleur doit se concentrer.

A. POTIER.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome X. — Avril 1877.

TH. DU MONCEL. — *Recherches sur la conductibilité électrique des corps médiocrement conducteurs et les phénomènes qui l'accompagnent* (2e partie), p. 459.

GEORGES SIRE. — *Paradoxe hydrostatique de Pascal, nouvel appareil de démonstration*, p. 568.

Annales de Poggendorff.

Tome CLX. — N° 2. — Année 1877.

J. MOSER. — *Spectres des combinaisons chimiques*, p. 177.

H. SCHRÖDER. — *Recherches sur la composition en volume des corps solides*, p. 199.

NICOLAE TECLU. — *Régulateur à gaz*, p. 219.

F. KOHLRAUSCH. — *Contribution à la théorie de l'élasticité résiduelle, proposée par Boltzmann*, p. 225.

C. GROTRIAN. — *Nouvelles communications sur la relation entre la viscosité des liquides et leur pouvoir conducteur de l'électricité*, p. 238.

H.-W. VOGEL. — *Photographie de la partie la moins réfrangible du spectre solaire*, p. 292.

F. ZÖLLNER. — *Recherches sur les mouvements des corps rayonnants ou exposés au rayonnement*, p. 296.

W. FEUSSNER. — *Nouvelle preuve de l'inexactitude de la théorie de l'émission*, p. 317.

N. SCHILLER. — *Rectification au Mémoire sur les propriétés électro-magnétiques des circuits ouverts*, p. 333.

S.-C. SCHLÖSSER. — *Double excitation de l'électrophore d'ébonite*, p. 335.

WERNICKE. — *Note*, p. 336.

SUR LA THÉORIE DES ÉLECTROMÈTRES;

PAR M. MASCART.

On sait que l'énergie électrique d'un conducteur électrisé, c'est-à-dire la quantité de travail que peut effectuer ce conducteur en revenant à l'état neutre, est égale à la moitié du produit de la charge par le potentiel. Comme, d'autre part, la charge M est égale au produit de la capacité électrique du corps par le potentiel V, on peut écrire

$$W = \tfrac{1}{2}MV = \tfrac{1}{2}CV^2. \tag{1}$$

Si plusieurs conducteurs voisins sont portés à des potentiels différents, l'énergie du système est, de même,

$$W = \tfrac{1}{2}\Sigma MV.$$

Dans le cas général, les capacités des conducteurs dépendent de leurs positions réciproques.

Supposons d'abord que ces conducteurs restent isolés, et, par suite, que les charges électriques restent constantes sur chacun d'eux. Si le système éprouve une déformation quelconque, par le déplacement d'un ou de plusieurs conducteurs, il y aura, en général, un travail électrique, dû aux actions réciproques, et ce travail sera emprunté à l'énergie totale du système. En appelant $d\mathfrak{T}$ le travail accompli pendant un temps infiniment petit et dW la variation d'énergie correspondante, on aura nécessairement

$$d\mathfrak{T} + dW = 0. \tag{2}$$

L'énergie des conducteurs abandonnés à leurs actions réciproques tend vers un minimum.

Considérons maintenant le cas où les conducteurs sont maintenus à des potentiels constants par des sources électriques placées en dehors du champ d'action. Pour passer du cas précédent au cas actuel, nous supposerons que les différents conducteurs A_1, A_2, A_3, ..., chargés de quantités M_1, M_2, M_3, ..., et aux potentiels V_1, V_2, V_3, ..., communiquent séparément avec des

corps de capacités C_1, C_2, C_3, ..., soustraits à toute action étrangère, par exemple des condensateurs fermés dont l'armature extérieure communique avec le sol. Désignons par W_a l'énergie des conducteurs et par W_c celle des condensateurs, l'énergie totale du système est

$$W = W_a + W_c.$$

Si le système éprouve une déformation quelconque, le théorème précédent (2) est applicable, et l'on a

$$(3) \qquad d\mathfrak{G} + dW_a + dW_c = 0.$$

L'énergie des conducteurs est

$$W_a = \tfrac{1}{2}(M_1V_1 + M_2V_2 + \ldots) = \tfrac{1}{2}\Sigma MV,$$

ce qui donne

$$(4) \qquad dW_a = \tfrac{1}{2}\Sigma M\,dV + \tfrac{1}{2}\Sigma V\,dM.$$

Comme les capacités des condensateurs sont invariables, l'énergie W_c peut être exprimée d'après l'équation (1) sous la forme

$$W_c = \tfrac{1}{2}(C_1V_1^2 + C_2V_2^2 + \ldots) = \tfrac{1}{2}\Sigma CV^2,$$

d'où l'on déduit

$$(5) \qquad dW_c = \Sigma CV\,dV.$$

D'autre part, la variation dM_1 de charge du conducteur A_1 a été empruntée au condensateur correspondant C_1 dont le potentiel a varié de dV_1 et l'on a

$$dM_1 + C_1\,dV_1 = 0;$$

de même

$$dM_2 + C_2\,dV_2 = 0,$$

....

En substituant ces valeurs dans l'équation (5), il vient

$$dW_c = -\Sigma V\,dM,$$

et, par suite, d'après l'équation (4),

$$dW_a = -\tfrac{1}{2}dW_c + \tfrac{1}{2}\Sigma M\,dV.$$

Les capacités C_1, C_2, ... n'entrent plus dans cette expression ; on peut les supposer extrêmement grandes par rapport aux charges M_1, M_2, ..., de façon que les variations de potentiel dV_1, dV_2, ... et les variations d'énergie $M_1 dV_1$, $M_2 dV_2$, ... soient absolument négligeables ; on rentre alors dans le cas de condensateurs maintenus à des potentiels constants par des sources extérieures, et l'équation précédente devient

$$dW_c = -2dW_a,$$

ou

$$dW_a + dW_c = -dW_a.$$

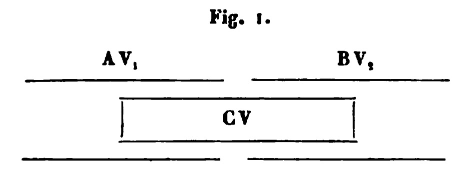
L'équation (3) donne alors

$$(6) \qquad d\mathfrak{T} = dW_a.$$

Ainsi, lorsque des conducteurs, maintenus à des potentiels constants, sont abandonnés à leurs actions réciproques, l'énergie du système tend vers un maximum, l'accroissement d'énergie relatif à un déplacement quelconque est égal au travail accompli, et les sources dépensent une quantité d'énergie double de ce travail.

M. Maxwell [1] a démontré ce théorème important d'une manière directe, mais plus compliquée, à l'aide des équations linéaires qui existent entre les charges et les potentiels, et montré les applications qu'on en peut faire à la théorie des électromètres.

Fig. 1.



Supposons, par exemple, qu'un électromètre soit formé de deux cylindres fixes indéfinis A et B à axe commun, et d'un cylindre C concentrique aux précédents, mobile dans le sens de cet axe, et de longueur assez grande pour que la densité électrique à chacune de ses extrémités ne dépende que du conducteur fixe le plus voisin. Soient V_1, V_2 et V les potentiels de ces trois corps, A_0, B_0

[1] *Electricity and Magnetism*, t. I, p. 94, 155, 273.

et C_0 les charges qu'ils possèdent lorsque le cylindre mobile est dans une position symétrique par rapport aux deux autres. Si ce cylindre se déplace d'une petite quantité x vers la droite, par exemple, la distribution de l'électricité, dans la région voisine de l'ouverture et aux extrémités, n'est pas modifiée; on a simplement augmenté, de ce côté, d'une quantité proportionnelle à x, la surface sur laquelle la densité électrique est uniforme et proportionnelle à la différence des potentiels des conducteurs voisins. La moitié de droite du cylindre mobile aura donc gagné une quantité d'électricité proportionnelle à x, le cylindre fixe B une quantité égale d'électricité contraire; l'effet inverse se sera produit de l'autre côté. On aura ainsi, en désignant par A, B et C les charges des trois corps,

$$\begin{aligned}
C &= C_0 + \alpha x(V - V_2) - \alpha x(V - V_1) = C_0 + \alpha x(V_1 - V_2),\\
B &= B_0 - \alpha x(V - V_2),\\
A &= A_0 + \alpha x(V - V_1).
\end{aligned}$$

La variation d'énergie est alors

$$\begin{aligned}
W - W_0 &= \tfrac{1}{2}\alpha x[(V_1 - V_2)V - (V - V_2)V_2 + (V - V_1)V_1]\\
&= \alpha x[V(V_1 - V_2) - \tfrac{1}{2}(V_1^2 - V_2^2)]\\
&= \alpha x(V_1 - V_2)[V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].
\end{aligned}$$

La résultante F des actions de A et B sur C est, par raison de symétrie, parallèle à l'axe commun; le travail accompli Fx pendant le déplacement x est égal à la variation d'énergie. On en déduit

$$F = \alpha(V_1 - V_2)[V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].$$

Cette expression permet même de déterminer les potentiels en valeurs absolues. On sait, en effet, que dans le cas de deux cylindres concentriques indéfinis, de rayons R et r, aux potentiels V_1 et V, la charge du cylindre intérieur sur une longueur x est

$$M = \frac{(V - V_1)x}{2}\frac{1}{\log\frac{R}{r}}.$$

Il en résulte

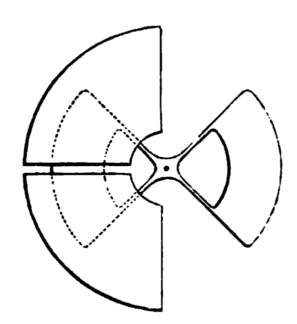
$$\alpha = \frac{1}{2\log\frac{R}{r}}$$

et

$$F = \frac{V_1 - V_2}{2 \log \frac{R}{r}} [V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].$$

Dans l'électromètre à quadrants de M. Thomson, si répandu aujourd'hui, l'accroissement de charge de l'aiguille qui s'écarte d'un angle θ de sa position d'équilibre est, de chaque côté, sensiblement proportionnel à θ et à la différence des potentiels de l'aiguille et du quadrant correspondant. Cette relation est absolument exacte si l'aiguille est évidée comme l'indique la *fig.* 2, si les

Fig. 2.



rayons à angle droit qui portent la lame de l'aiguille ne s'approchent pas de l'intervalle de deux quadrants, et si les quadrants forment une boîte fermée, afin que l'accroissement de charge sur chaque quadrant soit égale à celle de la portion voisine de l'aiguille. La variation d'énergie est encore

$$W - W_0 = \beta\theta(V_1 - V_2)[V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].$$

Les actions qu'éprouve l'aiguille ne sont dues qu'aux portions voisines de l'ouverture des quadrants, et aux bords éloignés; elles ne dépendent pas de l'angle θ. Si l'on désigne par K le moment résultant par rapport à l'axe de rotation, le travail accompli est égal à $K\theta$, et l'on a

$$K = \beta(V_1 - V_2)[V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].$$

On peut encore déterminer la valeur du coefficient β. En effet,

les lignes de force correspondant à l'excès de charge sont toutes normales à l'aiguille; on est donc dans le cas de deux surfaces planes indéfinies. Si l'on désigne par a l'accroissement de la surface de l'aiguille située dans le doublequadrant B, pour un angle égal à 1, par e la distance de l'aiguille au quadrant supérieur, par e' sa distance au quadrant inférieur, les densités correspondantes sont

$$\mu = \frac{V - V_2}{4\pi e}, \quad \mu' = \frac{V - V_2}{4\pi e'},$$

et l'accroissement de charge d'un côté est

$$a\theta(\mu + \mu') = \frac{a(V - V_2)\theta}{4\pi}\left(\frac{1}{e} + \frac{1}{e'}\right).$$

Il en résulte

$$\beta = \frac{a}{4\pi}\left(\frac{1}{e} + \frac{1}{e'}\right).$$

Si l'aiguille est à égale distance des quadrants qui l'enveloppent, on a, en posant $d = e + e'$,

$$\beta = \frac{a}{4\pi d},$$

$$\mathfrak{C} = \frac{a}{4\pi d}(V_1 - V_2)[V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].$$

L'électromètre à quadrants pourrait donc servir aussi à déterminer des potentiels en valeurs absolues.

La même formule s'applique au cas où l'aiguille est placée audessus d'un seul plan de quadrants, à une petite distance par rapport à ses dimensions, pourvu que les parois de l'enceinte soient assez éloignées de la face libre et maintenues à potentiel constant, afin que la charge de la partie supérieure de l'aiguille ne soit pas modifiée pendant qu'elle se déplace, conditions qui seront généralement réalisées. Le moment des actions électriques est alors

$$K = \frac{a}{4\pi e}(V_1 - V_2)[V - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2)].$$

Dans le cas général d'un électromètre symétrique, formé d'un conducteur au potentiel V, mobile autour d'un axe vertical et symé-

trique par rapport à un plan vertical, de part et d'autre duquel sont deux conducteurs A et B symétriques, par rapport au même plan, aux potentiels V_1 et V_2, on peut montrer directement que le couple des actions électriques a pour expression (¹)

$$K = l(V_1 - V_2)\left[V - \frac{h}{l}(V_1 + V_2)\right].$$

La théorie qui précède indique à quelles conditions le rapport $\frac{h}{l}$ est égal à $\frac{1}{2}$. Il faut pour cela que, par suite d'un petit déplacement de l'aiguille, l'accroissement de charge soit d'un côté $m(V - V_1)$, de l'autre, $-m(V - V_2)$, et que sur les conducteurs A et B les variations de charge soient égales en valeurs absolues à celles des portions de l'aiguille correspondantes. Ces conditions ne sont réalisées que dans des cas très-particuliers.

SUR LA THÉORIE DYNAMIQUE DES GAZ;

PAR M. J. VIOLLE.

[SUITE.] (²)

II. Le même mécanisme par lequel nous avons rendu compte du frottement provoque dans un gaz inégalement chaud le phénomène de transport de la chaleur dit *par conductibilité*. Si en effet nous considérons un mur gazeux dont l'une des faces soit maintenue à une température élevée constante et l'autre face sans cesse refroidie, un plan quelconque parallèle aux faces du mur sera traversé à chaque instant par des molécules, non plus affectées de vitesses de translation différentes, comme dans le cas précédemment considéré, mais possédant une vitesse d'agitation variable suivant la couche d'où elles viennent. Le mouvement d'agitation amènera donc dans la région froide des molécules ayant une force vive moyenne supérieure à celle des molécules au milieu desquelles

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 327.
(²) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 73.

elles arrivent : de là, pour les couches froides, un gain incessant de force vive, c'est-à-dire de chaleur, qu'il est possible d'évaluer numériquement.

Le nombre des molécules qui viennent de la couche située à la distance x, et d'épaisseur dx, et qui traversent en une seconde l'unité de surface du plan considéré, dans un sens ou dans l'autre, est encore

$$r\,dx\,\frac{u}{l},$$

et leur force vive moyenne

$$\tfrac{1}{3}n\,dx\,\frac{u}{l}\,\frac{mu^2}{2}.$$

Dans cette expression, n, l et u sont, à proprement parler, des fonctions de x, par suite de la variabilité des températures parallèlement à l'axe des x. La question est donc analytiquement assez compliquée. M. Clausius, qui l'a abordée le premier, en a donné la solution complète dans un de ses Mémoires les plus importants (¹); mais cette solution est loin d'être simple. On peut remarquer toutefois que la variation de l, avec la température, dans la couche d'épaisseur l, n'affecte qu'infiniment peu le nombre des molécules envoyées par chaque tranche élémentaire; et que dans la sommation que l'on aura à faire ensuite, de zéro à l, cette même variation agira en sens contraire. On peut donc, sans erreur sensible, regarder, avec M. Von Lang (²), l comme constant dans la couche très-mince que l'on a seule à considérer; n devra être alors considéré aussi comme constant dans la même couche, d'après l'équation fondamentale de Clausius,

$$nl = \frac{3}{4\pi\rho^2};$$

u sera donc seul variable. Soit u_x la valeur de u dans la couche x, $x + dx$; u_x sera lié à la vitesse u, dans le plan de séparation,

(¹) Clausius, *Pogg. Ann.*, 1862, t. CXV, p. 1, et Verdet, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II, p. 58.

(²) Von Lang, *Einleitung in die theoretische Physik*, Braunschweig, 1873, p. 529.

par la relation

$$\frac{u_x^2}{u^2} = \frac{T_x}{T}.$$

L'expression de la force vive des molécules considérées sera donc

$$\frac{nmu^3}{6l}\left(\frac{T_x}{T}\right)^{\frac{3}{2}} dx\,;$$

x étant toujours très-petit, on peut poser

$$T_x = T + x\frac{dT}{dx}$$

et

$$\left(\frac{T_x}{T}\right)^{\frac{3}{2}} = 1 + \frac{3}{2}\frac{x}{T}\frac{dT}{dx}.$$

On a donc, pour la force vive des molécules envoyées dans l'unité de temps par la couche x, $x + dx$,

$$\frac{nmu^3}{6l}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{x}{T}\frac{dT}{dx}\right)dx.$$

Ces molécules traversent le plan et vont au delà jusqu'à la distance $l - x$: là, elles prennent la force vive

$$\frac{nmu^3}{6l}\left(1 - \frac{3}{2}\frac{l - x}{T}\frac{dT}{dx}\right)dx.$$

Elles ont donc perdu

$$\frac{nmu^3}{4T}\frac{dT}{dx}dx;$$

et, pour avoir la perte de force vive subie en une seconde par les molécules traversant l'unité de surface du plan considéré, on n'a qu'à faire la somme des quantités ainsi perdues par les couches élémentaires comprises entre zéro et l, ce qui donne, le facteur de dx étant constant dans cet intervalle,

$$\frac{nmu^3 l}{4T}\frac{dT}{dx}.$$

Si la force vive considérée était la force vive totale des molécules,

pour convertir cette somme de forces vives en chaleur, il n'y aurait qu'à la multiplier par l'équivalent calorifique du travail. Mais la force vive moyenne du mouvement d'agitation n'est qu'une fraction (les $\frac{3}{5}$ environ pour les gaz simples) de la force vive totale moyenne ([1]); il faut donc employer un autre facteur, qui peut s'obtenir comme il suit:

D'une manière générale, la chaleur possédée par le poids nmg de gaz à la température T est

$$nmgc\mathrm{T},$$

c étant la chaleur spécifique à volume constant. Cette quantité de chaleur peut s'écrire

$$\frac{2gc\mathrm{T}}{u^2}\frac{nmu^2}{2},$$

ce qui montre que le facteur par lequel il faut multiplier la force vive du mouvement d'agitation des molécules, pour avoir la quantité de chaleur correspondante contenue dans le gaz, est $\frac{2gc\mathrm{T}}{u^2}$.

Il vient donc ici pour la quantité de chaleur transportée, dans l'unité de temps, à travers l'unité de surface du plan des xy,

$$\mathrm{Q} = \frac{c}{2}gmnul\frac{d\mathrm{T}}{dx},$$

et le coefficient de conductibilité ϖ défini, comme d'habitude, le facteur de $\frac{d\mathrm{T}}{dx}$ dans cette expression sera

$$\varpi = \frac{c}{2}gmnul \text{ ([2])};$$

il sera donc indépendant de la pression, et proportionnel à la racine carrée de la température absolue, comme le coefficient de

---

([1]) VERDET, *Théorie mécanique de la chaleur*, t. II, p. 33.

([2]) M. CLAUSIUS trouve pour ce coefficient la valeur

$$\varpi = \frac{5}{12}cgmnul,$$

presque identique à celle que nous obtenons par notre calcul approché.

frottement, auquel il est lié d'ailleurs par la relation très-simple

$$\varpi = \tfrac{1}{2} c \eta,$$

ainsi qu'il résulte immédiatement de la comparaison des valeurs de ϖ et de η.

De cette dernière relation on tire pour ϖ les valeurs suivantes [1]:

Air	0,000048
Oxygène	0,000049
Azote	0,000047
Oxyde de carbone	0,000048
Acide carbonique	0,000040
Hydrogène	0,000336

à zéro et sous la pression de 760 millimètres, la seconde, le centimètre et le gramme étant pris pour unités de temps, de longueur et de masse.

D'après M. Maxwell, le coefficient de conductibilité d'un gaz, comme le coefficient de frottement, serait indépendant de la pression, mais proportionnel à la température absolue. Les coefficients des différents gaz présenteraient à peu près les mêmes valeurs relatives que nous leur avons assignées : les coefficients de l'oxygène, de l'azote et de l'oxyde de carbone étant encore sensiblement égaux, et les coefficients de l'hydrogène et de l'acide carbonique étant respectivement égaux à 7 fois et $\frac{7}{9}$ fois la conductibilité de l'air; mais les valeurs absolues des coefficients, auxquelles arrive M. Maxwell, sont sensiblement plus fortes que celles que nous avons inscrites au tableau précédent.

Si nous passons maintenant à l'expérience, nous trouvons d'abord la conductibilité indépendante de la pression : MM. Stefan [2],

---

(1) On a admis pour c les nombres :

Air	0,1684
Oxygène	0,1551
Azote	0,1727
Oxyde de carbone	0,1736
Acide carbonique	0,1719
Hydrogène	2,4110

(2) STEFAN, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1872, t. LXV, p. 42, et *Journal de Physique*, 1873, t. II, p. 148.

Kundt et Warburg [1] et Winkelmann [2] ont successivement reconnu cette indépendance, réclamée par toute théorie dynamique des gaz. Relativement à la variation du coefficient avec la température, les observations récentes et très-soignées de M. Winkelmann [3] donnent

$$\varpi = \varpi_0(1 + 0,00277t),$$

c'est-à-dire un résultat presque identique à celui qu'a obtenu M. Mayer [4] pour le coefficient de frottement, et intermédiaire aussi par conséquent entre les deux valeurs théoriques.

La grandeur des coefficients de conductibilité a été déterminée par divers physiciens d'après la méthode de Dulong et Petit, en observant le refroidissement d'un corps thermométrique dans une enceinte déterminée. Narr [5] mesura d'abord les valeurs relatives des constantes; Stefan chercha ensuite la grandeur absolue de la conductibilité de l'air, pour laquelle il trouva $\varpi = 0,000056$ [6], nombre supérieur à la valeur théorique calculée plus haut, mais égal aux $\frac{2}{3}$ seulement du coefficient exigé par la théorie de Maxwell [7]. Stefan trouva en outre que la conductibilité de l'hydrogène était égale à 7 fois celle de l'air; Narr n'avait donné que 5,51. La mesure de Stefan, conforme à la théorie, a été confirmée par les déterminations de MM. Kundt et Warburg, qui ont trouvé pour l'hydrogène une conductibilité 7,1 fois aussi grande que celle de l'air [8]. D'après les mêmes expérimentateurs, la conductibilité

---

(1) Kundt et Warburg, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, p. 177, 1875, et *Journal de Physique*, 1876, t. V, p. 121.

(2) Winkelmann, *Pogg. Ann.*, 1875, t. CLVI, p. 514.

(3) Winkelmann, *Pogg. Ann.*, 1876, t. CLIX, p. 177.

(4) *Voir* aussi Obermayer, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1875, t. LXXI, p. 301, et *Journal de Physique*, 1876, t. V, p. 32.

(5) Narr, *Pogg. Ann.*, 1871, t. CXLIII, p. 123, et *Journal de Physique*, 1872, t. I, p. 203.

(6) M. Stefan négligeait l'influence du rayonnement direct : de là une petite erreur tendant à élever le nombre trouvé pour la conductibilité.

(7) Boltzmann, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1872, t. LXVI, p. 332 : la théorie de Maxwell donne $\varpi = \frac{3}{2}\, 0,000055$ et non 0,000055, comme il a été publié d'abord par suite d'une faute de calcul.

(8) Cette détermination a été attaquée par M. Winkelmann, qui lui a substitué la valeur 6,3.

relative de l'acide carbonique, évaluée à 0,81 par Narr, ne serait que 0,59, sensiblement plus petite que ne le veulent l'une et l'autre théorie, d'après une valeur toutefois assez incertaine de *c*. MM. Kundt et Warburg n'ont malheureusement pas pu donner d'une façon exacte les valeurs absolues des constantes, parce qu'ils n'ont pas mesuré avec précision la valeur en eau de leur thermomètre : cependant leur évaluation approximative du coefficient de conductibilité de l'air, 0,000048, est remarquablement concordante avec la valeur que nous avons théoriquement établie. M. Winkelmann trouve aussi un nombre, 0,000052, peu différent. De nouvelles déterminations, et particulièrement des mesures absolues, sont encore ici nécessaires pour permettre de juger exactement de l'accord entre la théorie et les faits.

III. Le phénomène de la diffusion est une conséquence immédiate de l'agitation des molécules dans les gaz; et, comme cette agitation doit amener un échange continuel aussi bien entre deux portions quelconques d'une même masse gazeuse qu'entre deux masses différentes, nous devons admettre qu'il y a sans cesse diffusion d'un gaz dans lui-même, bien que nous ne puissions alors constater le fait directement.

Prenons d'abord ce cas d'un gaz unique, et considérons notre plan de séparation mené d'une manière absolument arbitraire, horizontalement par exemple, dans l'intérieur de la masse gazeuse. La couche d'épaisseur l envoie encore à travers l'unité de surface de ce plan $\frac{1}{3}nl\frac{u}{l} = \frac{1}{3}nu$ molécules dans l'unité de temps, ce qui correspond à un volume de gaz $\frac{1}{3}u$ entraîné en une seconde de la région inférieure à la région supérieure.

Si nous passons maintenant au cas de deux gaz différents situés de part et d'autre du plan de séparation, des volumes égaux des deux gaz doivent s'écouler dans le même temps à travers l'unité de surface du plan, pour que la pression reste la même des deux côtés. Nous admettrons, avec M. Von Lang, que ces volumes égaux sont représentés l'un et l'autre par $\frac{1}{4}(u_1 + u_2)$.

Cela posé, arrivons au cas général où, des deux côtés du plan, est un mélange des deux gaz. Soient a_1 et a_2 les proportions actuelles des deux gaz au niveau du plan de séparation, la somme $a_1 + a_2$

étant égale à l'unité. Menons, de part et d'autre du plan considéré, deux plans situés à la distance l. A cette distance, la proportion du premier gaz est $a_1 + \frac{da_1}{dz} l$ d'un côté, et $a_1 - \frac{da_1}{dz} l$ de l'autre ; par conséquent, dans l'une des régions limitées aux plans l, la région supérieure par exemple, la proportion moyenne du premier gaz est $a_1 + \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l$; dans l'autre, la région inférieure, la proportion moyenne du premier gaz est $a_1 - \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l$. Prenons sur le plan de séparation une surface égale à l'unité et, pour simplifier, supposons cette surface rectangulaire. Partageons-la en deux rectangles de surfaces $a_1 + \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l$ et $1 - \left(a_1 + \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l\right)$ et imaginons dans la région supérieure tout le gaz 1 au-dessus du rectangle $a_1 + \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l$ et tout le gaz 2 au-dessus du rectangle $1 - \left(a_1 + \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l\right)$. Imaginons de même dans la région inférieure tout le gaz 1 au-dessous d'un rectangle $a_1 + \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l$ recouvrant presque entièrement le rectangle correspondant au gaz 1 dans la région supérieure, et tout le gaz 2 au-dessous d'un rectangle $1 - \left(a_1 - \frac{1}{2} \frac{da_1}{dz} l\right)$. Nous aurons alors, à droite et à gauche, deux rectangles n'ayant chacun sur leurs deux faces qu'un même gaz, et entre ces deux rectangles une bande de surface $\frac{da_1}{dz} l$ à travers laquelle seulement s'effectuera la diffusion. Le volume de gaz passant à travers cette bande en une seconde, dans un sens ou dans l'autre, sera, d'après ce qui précède,

$$v = \tfrac{1}{4}(u_1 + u_2) \frac{da_1}{dz} l.$$

Mais l n'est ni l_1, ni l_2. Nous admettrons, avec M. Stefan [1], que l a précisément la valeur qu'il aurait dans un gaz dont toutes les molécules seraient égales entre elles, et égales à la moyenne des

(1) STEFAN, *Ueber die dynamische Theorie der Diffusion der Gase* (*Sitzungsberichte der Wiener Akademie der Wissenschaften*, 1872).

molécules des gaz 1 et 2, de sorte que leur diamètre ρ serait égal à la moyenne des diamètres ρ_1 et ρ_2 des molécules des deux gaz

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}.$$

D'après la relation connue

$$\frac{1}{l} = \frac{4}{3} n\pi\rho^2,$$

on a alors

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}}\right)^2.$$

Le volume de gaz traversant effectivement l'unité de surface du plan de séparation en une seconde, dans un sens ou dans l'autre, est donc

$$v = \frac{u_1 + u_2}{\left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}}\right)^2} \frac{da_1}{dz};$$

et le facteur de $\frac{da_1}{dz}$, dans cette expression, doit être appelé le coefficient de diffusion ψ, si l'on adopte pour ce coefficient une définition analogue à celle que nous avons admise pour les coefficients de frottement et de conductibilité. On a donc

$$\psi = \frac{u_1 + u_2}{\left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}}\right)^2}.$$

En divisant le numérateur et le dénominateur par n, on reconnaît facilement que ce coefficient est inversement proportionnel à la pression, et directement proportionnel à la puissance $\frac{3}{2}$ de la température.

Si l'on compare les valeurs de ψ déduites de cette formule aux nombres obtenus directement par Loschmidt dans ses recherches sur la diffusion des gaz sans paroi poreuse ([1]), on a :

([1]) Loschmidt, *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, 1870, t. LXI et LXII.

	ψ calculé.	ψ observé.
H — O............	0,722	0,720
H — CO^2...........	0,556	0,538
O — CO^2...........	0,160	0,163

Loschmidt a trouvé aussi le coefficient inversement proportionnel à la pression, mais directement proportionnel au carré de la température, comme le veut la théorie de Maxwell.

Si l'on partait des nombres de Loschmidt comme données immédiates, on pourrait tirer de la valeur de ψ, établie plus haut, les chemins moyens des molécules dans les trois gaz hydrogène, oxygène et acide carbonique; on trouverait ainsi des nombres presque identiques à ceux que nous avons déduits des expériences sur le frottement. Cet accord toutefois est un peu factice, car, ici, la théorie, non moins que l'expérience, réclame de sérieuses recherches.

IV. La base de la théorie de M. Maxwell, c'est-à-dire l'hypothèse qu'il existe entre les molécules une force répulsive inversement proportionnelle à la cinquième puissance de la distance, a été vivement attaquée par plusieurs physiciens comme étant en opposition manifeste avec les faits : les recherches de MM. Thomson et Joule sur le travail intérieur dans les gaz conduisent, en effet, à admettre entre les molécules gazeuses une attraction au lieu d'une répulsion, ainsi que le suppose M. Maxwell. Laissant donc de côté, sans insister davantage, les conséquences de cette hypothèse particulière, nous nous arrêterons seulement aux résultats qui, bien que déduits de la théorie de l'auteur, sont indépendants du mode d'action suivant lequel on suppose que les molécules agissent les unes sur les autres au moment de la rencontre.

Le premier résultat consiste en ce que, si l'on a un mélange de molécules de natures différentes, comme le sont, par exemple dans l'air, les molécules d'azote et d'oxygène, lorsque, par un nombre suffisant de chocs, un état moyen s'est établi (lequel persistera ensuite indéfiniment), l'énergie moyenne du mouvement d'agitation est la même pour chaque espèce de gaz : de sorte que, si dans l'un des gaz les molécules sont plus légères, elles auront en moyenne une plus grande vitesse d'agitation. Ce résultat, qui n'est

autre chose que l'expression dynamique de la loi de Gay-Lussac sur les volumes équivalents, se déduit immédiatement de l'analyse appliquée au choc d'un nombre infini de molécules. Dans cette analyse, M. Maxwell procède un peu autrement que M. Clausius : il ne remplace pas dès l'abord les différentes vitesses des molécules par une valeur moyenne; il suppose, pour les vitesses, toutes les grandeurs comprises entre zéro et l'infini, et cherche comment ces vitesses se partagent entre les molécules. La distribution des molécules d'après leurs vitesses est alors exactement la même que la distribution des observations d'après la grandeur de leurs erreurs, suivant la loi des erreurs fortuites, ou, si l'on veut, que la distribution des balles sur une cible d'après leurs distances au point de mire, lorsque un grand nombre de balles sont envoyées par des tireurs de même force. Le nombre des molécules des groupes extrêmes est excessivement petit, comparativement au nombre des molécules des groupes dont la vitesse est voisine de la vitesse correspondant à l'énergie moyenne. Cette énergie moyenne est la même dans les gaz constituants, lorsque le mélange est arrivé à l'état d'équilibre.

Le second résultat auquel cette analyse conduit M. Maxwell se rapporte à l'équilibre d'un mélange soumis à la pesanteur, et peut s'énoncer ainsi : Dans une colonne verticale de gaz mélangés, la densité de chaque gaz, à une hauteur quelconque, est en définitive la même que si les autres gaz n'existaient pas. C'est la loi formulée par Dalton pour un mélange gazeux en équilibre. L'agitation continuelle de notre atmosphère rend cette loi inapplicable au mélange d'oxygène et d'azote dans lequel nous vivons, mélange qui, s'il était en équilibre, devrait présenter d'autant plus d'azote et d'autant moins d'oxygène que l'on s'élève plus haut, mais qui en réalité, sans cesse brassé par les vents, offre une composition sensiblement constante à toutes les hauteurs où l'on a pu l'étudier.

Le troisième résultat est relatif à l'équilibre thermique d'une colonne gazeuse verticale. Le calcul montre que cet équilibre consiste dans l'uniformisation de la température en tous points, la gravité ne tendant nullement à rendre la base de la colonne plus froide ou plus chaude que le sommet. Si l'on trouble momentanément un état de choses devenu stationnaire, si par exemple on applique en un point une source de chaleur, on rendra bien ainsi momentanément

une portion du gaz physiquement plus légère que le reste de la masse, et sous l'action de la gravité cette portion montera à la partie supérieure de la colonne; mais si l'on abandonne les choses à elles-mêmes, la gravité n'aura aucune influence pour maintenir une inégalité de température contraire à l'équilibre thermique. Ces conclusions ne sont nullement applicables à notre atmosphère. Laissant de côté l'action directe énorme de la radiation solaire, qui dérange sans cesse l'équilibre thermique, nous avons encore ici l'effet des courants aériens, qui tend à amener une distribution des températures complétement différente. L'extrême lenteur de la conduction de la chaleur dans l'air, comparée à la rapidité du déplacement sous l'action des vents, rapproche beaucoup plus la distribution des températures dans l'atmosphère de l'équilibre, appelé par M. William Thomson *équilibre convectif*, que de l'équilibre thermique. Et encore cet état d'équilibre, dans lequel l'abaissement de température des couches élevées de l'atmosphère est supposé dû uniquement à la raréfaction qu'elles ont éprouvée en s'élevant, sans perte ni gain de chaleur, depuis le niveau du sol jusqu'à la hauteur actuelle, ne représente-t-il que grossièrement la réalité, comme l'a montré dernièrement M. Mendeleef [1].

PROCÉDÉ POUR MESURER L'INDICE DE RÉFRACTION DES LIQUIDES;

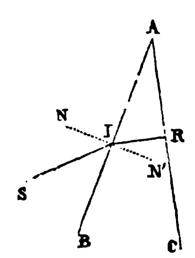
PAR M. DE WAHA,
Professeur à Luxembourg.

Supposons que la face AC d'un prisme ait été étamée, et que l'on reçoive un rayon SI sur son autre face AB; en faisant varier l'angle d'incidence, on peut toujours arriver à donner au prisme une position telle que le rayon réfracté IN soit normal à AC. Dans ce cas le rayon direct et le rayon de retour coïncident, tant à l'intérieur qu'à l'extérieur du prisme, et l'angle de réfraction N'IR

(1) MENDELEEF, *De la température des couches supérieures de l'atmosphère* (*Archives de Genève*, 1876, t. LI, p. 233).

est égal à l'angle du prisme. Il suffit donc d'avoir déterminé directement celui-ci, et de mesurer l'angle d'incidence SIN; on en déduira l'indice $n = \frac{\sin \text{SIN}}{\sin \text{N'IR}}$ [1].

Fig. 1.



Voici comment on pourra procéder pour mesurer l'indice de réfraction d'un liquide. On forme le prisme en plaçant obliquement une glace étamée dans une cuvette parallélépipédique qui contient le liquide, et dont la face antérieure est étamée jusqu'au milieu de sa hauteur. Cette cuve peut être placée au centre d'un cercle divisé quelconque.

Pour mesurer l'angle du prisme, on fait arriver dans une direction horizontale constante un faisceau de rayons parallèles, limité par une fente étroite, et l'on fait tourner le cercle divisé jusqu'à ce que le rayon soit normal à la paroi antérieure de la cuve AB vide de liquide, puis jusqu'à ce que le même rayon soit normal à la glace AC. L'angle dont on a fait tourner le cercle est l'angle du prisme. On introduit alors le liquide et l'on mesure de la même manière l'angle NIS.

Dans chacune de ces opérations, la précision des résultats dépend de l'exactitude avec laquelle on peut constater la superposition exacte du faisceau direct et du faisceau de retour. Les dispositions employées à cet effet varient avec la nature de la source lumineuse.

---

[1] On reconnaît de même qu'un rayon reçu normalement sur la face AB et émergeant par la même face fait, à la sortie, un angle de réfraction égal au double de l'angle du prisme; d'où une méthode analogue à la précédente pour la mesure des indices.

Cette méthode pourra être employée utilement dans les laboratoires où l'on n'a pas d'instrument spécial pour la mesure des indices de réfraction.

APPLICATION DU COURANT ÉLECTRIQUE A L'ÉTUDE DE L'ÉTAT SPHÉROIDAL DES LIQUIDES;

PAR M. N. HESEHUS,

Attaché à l'Université de Saint-Pétersbourg.

Les résultats principaux de ce Mémoire peuvent être réunis en trois groupes :

1. Le courant électrique dirigé à travers le sphéroïde liquide et la surface métallique incandescente est en général interrompu complétement. C'est dans des cas particuliers seulement que le galvanomètre indique l'existence d'un courant; principalement quand, la température du métal étant très-basse, le sphéroïde est prêt à se disperser, ou quand la température est très-haute, et que le sphéroïde est animé d'un mouvement assez rapide.

Les expériences comparatives, faites avec plusieurs liquides, démontrent en outre que les déviations irrégulières du galvanomètre, observées dans ces cas particuliers, sont dues aux contacts qui s'établissent momentanément entre le liquide et la surface métallique, non à la conductibilité galvanique de la couche de vapeur qui sépare le sphéroïde de la surface incandescente, ainsi que l'avait pensé M. Tyndall.

2. On a pu mesurer l'intervalle qui sépare le sphéroïde de la surface métallique, à l'aide de la précipitation galvanoplastique du cuivre sur un fil de platine immergé dans le sphéroïde (dissolution faible de vitriol bleu); et l'on a ainsi reconnu que généralement il n'y a de contact, ni constant, ni périodique, entre le liquide et le métal incandescent; l'intervalle, égal à $0^{mm},1$ environ, croît avec la température du métal jusqu'à une certaine limite.

Dans les cas particuliers indiqués au paragraphe précédent,

c'est-à-dire quand le courant passe, on n'a pu découvrir aucune trace d'intervalle.

3. La mesure des températures des sphéroïdes dans diverses circonstances a été effectuée à l'aide d'un élément thermo-électrique. Ces températures varient entre des limites assez larges, ce qui explique les contradictions qui subsistent à ce sujet; mais dans tous les cas elles ne s'éloignent pas beaucoup de 96 à 97 degrés.

Dr H.-E. HAMBERG, professeur agrégé de Météorologie à l'Université d'Upsal. — La température et l'humidité de l'air à différentes hauteurs, observées à Upsal, pendant l'été de 1875.

M. le Dr Hamberg a publié un intéressant mémoire sur les variations de la température et de l'humidité de l'air à différentes hauteurs au-dessus de la surface du sol. Une douzaine de psychromètres avaient été étagés de la surface du sol jusqu'à une hauteur de 22 pieds. Les observations ont été directes, presque continues, grâce au concours de vingt étudiants de l'Université. Les conclusions de M. Hamberg confirment, en les précisant, des faits déjà admis en météorologie; elles en rectifient quelques autres.

La *température de l'air*, pendant les nuits sereines, est plus basse près de terre qu'à une certaine hauteur; et ce fait, qui commence deux ou trois heures avant le lever du Soleil, se prolonge deux ou trois heures après son coucher. Le contraire a lieu pendant les autres heures du jour.

Pendant les nuits claires, la température s'élève graduellement, avec la hauteur, jusqu'à la limite des observations, 22 pieds. A Montsouris, il en est encore de même à la hauteur de 20 mètres. Les aérostats permettraient seuls de faire connaître la limite, sans doute très-variable, à laquelle la température reprend sa marche descendante dans le sens de la hauteur.

Toutefois, le fait signalé par M. Hamberg n'a pas été trouvé par lui absolument constant; il peut être renversé dans les lieux bas où s'accumule l'air froid de la surface des points plus élevés.

Dans les nuits marquées par un dépôt de rosée, la chaleur la-

tente dégagée par la condensation de la vapeur a bien pour effet de ralentir le refroidissement nocturne, mais dans une proportion moindre qu'on ne serait autorisé à s'y attendre. Pendant le dépôt de rosée, la température près du sol peut descendre au-dessous de zéro; mais, aussitôt que la rosée se change en gelée blanche, la température de l'air, tout près du sol, remonte immédiatement à zéro et même un peu au delà, tandis qu'à une certaine distance du sol elle reste inférieure à zéro.

Les surfaces isothermes de l'air, près de terre, ne sont ni horizontales, ni parallèles; elles coupent la surface terrestre suivant des lignes courbes, variables avec la nature et la configuration du sol; elles s'élèvent avec la surface, mais non de quantités égales; elles sont plus resserrées sur les sommets que dans les dépressions.

La *tension de la vapeur d'eau,* pendant les nuits sereines sans rosée, comme pendant le jour, est plus grande près du sol et diminue à mesure qu'on s'en éloigne. Dans les nuits à rosée, au contraire, et après le dépôt de rosée, elle est plus basse près de terre et augmente jusqu'à une certaine hauteur située au delà du psychromètre le plus élevé (22 pieds). Dans les deux cas, la tension de la vapeur d'eau passe le matin par un minimum, qui n'est pas la conséquence du seul dépôt de rosée, puisqu'on le retrouve dans les nuits sans rosée. Outre que le sol, quand il est sec, agit lui-même comme absorbant de la vapeur d'eau, il faut tenir grand compte du pouvoir diffusif de la vapeur vers les couches supérieures.

Le second minimum de tension de la vapeur, observé durant le jour, est en général plus accentué que celui du matin, du moins quand le ciel est clair. La diffusion de la vapeur, favorisée par le mouvement ascensionnel de l'air, en est la principale cause.

La marche diurne de l'humidité absolue, par un temps clair, varie avec la hauteur, soit en ce qui concerne les valeurs absolues, soit en ce qui concerne les heures des maxima et minima. Le maximum du matin arrive plus tard près du sol qu'au-dessus; le maximum du soir arrive au contraire plus tôt près du sol qu'à une certaine hauteur : le minimum du milieu du jour est plus large et plus profond, à mesure qu'on s'élève plus haut.

Pendant la nuit et avant le dépôt de rosée, l'humidité absolue, et par conséquent aussi le point de rosée, varient peu d'un lieu à

l'autre, à la même hauteur au-dessus du sol; après ou pendant la rosée ils diffèrent suivant les lieux.

Si le ciel se couvre ou que le brouillard apparaisse, la température et la tension de la vapeur d'eau deviennent presque égales sur une même ligne verticale.

A ces renseignements nous joignons les moyennes horaires de la température et de la tension de la vapeur d'eau observées à Montsouris pendant l'année 1876.

	Température moyenne au-dessus du sol, à			Tension moyenne de la vapeur d'eau à 2m.		
Heures.	0m,10.	2m.	20m.	d'octobre à mars.	d'avril à septembre.	Année.
	o	o	o	mm	mm	mm
1m	6,32	8,24	8,65	5,80	8,78	7,29
2	5,54	7,85	8,37	5,71	8,61	7,16
3	5,17	7,53	8,11	5,66	8,53	7,10
4	5,44	7,36	7,97	5,60	8,54	7,07
5	6,35	7,47	8,03	5,64	8,66	7,15
6	7,79	7,88	8,28	5,69	8,85	7,27
7	9,51	8,61	8,79	5,76	9,04	7,40
8	11,28	9,54	9,51	5,85	9,15	7,50
9	12,95	10,59	10,35	5,91	9,19	7,55
10	14,40	11,63	11,24	5,98	9,15	7,56
11	15,60	12,60	12,03	6,02	9,16	7,59
Midi	16,45	13,21	12,69	6,07	8,97	7,52
1	16,78	13,64	13,11	6,11	8,88	7,49
2	16,52	13,81	13,36	6,13	8,83	7,48
3	15,59	13,67	13,37	6,12	8,77	7,44
4	14,14	13,24	13,15	6,10	8,73	7,41
5	12,47	12,73	12,77	6,06	8,69	7,37
6	10,89	12,02	12,24	6,01	8,70	7,35
7	9,71	11,27	11,61	5,96	8,76	7,36
8	8,98	10,56	10,99	5,95	8,85	7,40
9	8,61	9,97	10,37	5,95	8,96	7,45
10	8,34	9,47	9,84	5,94	9,03	7,48
11	7,90	9,04	9,37	5,92	9,03	7,47
Minuit	7,19	8,65	8,99	5,88	8,94	7,41

Ces nombres correspondent à tous les jours, clairs, couverts ou pluvieux.

MARIÉ-DAVY.

F. CARDARELLI. — Sul telefono articolante di Bell (Téléphone articulant de Bell); *l'Elettricista*, t. I, 1877.

Le phénomène du son qui accompagne l'aimantation et la désaimantation rapides d'une lame de fer, située à l'intérieur d'une hélice électromagnétique, a été observé pour la première fois par Page, en 1837. Depuis cette découverte de nombreux appareils *téléphones* ont été proposés, dans le but de reproduire, à l'une des extrémités d'un fil télégraphique, des notes musicales produites à l'autre extrémité. Wheatstone, Philippe Reis et, en dernier lieu, Elisha Gray (de Chicago) et M. Paul de la Cour ([1]) ont proposé des appareils de ce genre, lesquels ont pu fonctionner avec succès.

Dans le téléphone de Reis, imaginé en 1860, le son musical est produit, au poste manipulateur, dans le voisinage d'une membrane qui, à l'aide d'un mécanisme approprié, interrompt ou rétablit en vibrant le courant qui traverse le fil de ligne. Le fer doux du poste récepteur rend un son correspondant au nombre d'impulsions électriques reçues par l'hélice magnétisante. Dans l'appareil de Gray (1870), la membrane est remplacée par une verge, laquelle ne peut émettre que des sons d'une certaine période. Plusieurs verges, accordées sur des notes différentes, peuvent être montées sur un même clavier au poste manipulateur; et, si le récepteur est constitué lui-même par une lame vibrante, placée devant un électro-aimant en fer à cheval, elle entrera en vibration quand on abaissera la touche du clavier correspondant à la note qu'elle peut donner elle-même, et demeurera insensible aux impulsions électriques d'une autre périodicité; d'où résulte la possibilité d'une transmission simultanée de notes différentes par un même fil, chaque récepteur n'étant influencé que par les vibrations qui émanent du manipulateur correspondant.

Dans ces appareils, les vibrations du récepteur et celles du manipulateur sont isochrones, ce qui suffit, il est vrai, pour reproduire la tonalité d'un son, mais non pour provoquer à distance des sons articulés, tels que la parole humaine avec ses modulations et ses inflexions compliquées. Dans le téléphone de Bell, les vibrations

---

([1]) Voir *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. V, p. 214.

du récepteur ont une amplitude proportionnelle à celle des vibrations de l'appareil manipulateur.

Celui-ci se compose d'un petit tambour en laiton de $0^m,07$ de diamètre, sur lequel est tendue une membrane très-mince. Au centre de cette membrane est collé un petit disque de fer doux, et, quand la membrane vibre sous l'influence d'un son produit dans le voisinage, ce disque participe au mouvement. Il induit, dans une bobine très-rapprochée, des courants dont la période est celle des vibrations de la membrane, et dont l'intensité est proportionnelle à l'amplitude de ces vibrations. Quant au récepteur, il est formé d'un électro-aimant vertical entouré d'un tube de fer. Celui-ci est fermé à sa partie supérieure par une lame de fer mince, fixée par un de ses bords. Sous l'influence des impulsions périodiques qu'elle reçoit, cette lame vibre, et les sons qu'elle produit sont renforcés par le tube sur lequel elle est fixée.

Dans ces conditions la parole humaine paraît parfaitement transmissible d'une extrémité à l'autre du câble télégraphique. Sir William Thomson déclare qu'il a pu distinguer des phrases entières prononcées par son collègue M. Watson.

Il reste à savoir jusqu'à quel point le bon fonctionnement de l'appareil est compatible avec les variations de résistance et les autres causes perturbatrices auxquelles se trouvent soumis les câbles télégraphiques de grande longueur : ce n'est qu'à cette condition que le téléphone articulant est susceptible d'entrer immédiatement dans la pratique des transmissions télégraphiques.

E. Bouty.

A. RICCÓ. — Fenomeni presentati dalle polveri elettrizate (Expériences faites avec des poudres électrisées); *l'Elettricista*, t. I. Florence, 1877.

M. Riccó soumet à l'action de conducteurs électrisés différents corps à l'état de poussière (lycopode, graphite, soufre, verre, limaille métallique); toutes ces poudres ont présenté les mêmes phénomènes : leurs grains cèdent facilement à l'action électrique, en vertu de leur grande légèreté, et décrivent en l'air des courbes dont l'ensemble constitue un nuage à contours nets rappelant, dans certains cas, l'expérience du spectre magnétique.

En projetant à l'aide d'un soufflet de la poudre de lycopode ou de la limaille de sureau entre deux sphères isolées de $0^m,20$ de diamètre et fortement chargées d'électricités opposées, M. Riccó obtient un beau faisceau de courbes de plus de $0^m,60$ de longueur.

Les trajectoires des grains de poussière figurent les lignes de force de Faraday.

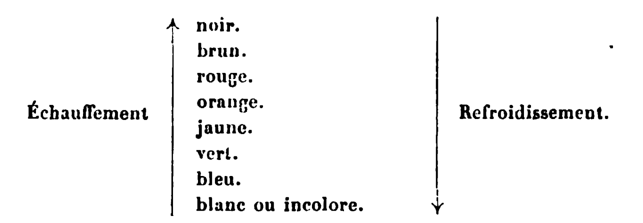
Dans quelques expériences où M. Riccó a employé des conducteurs terminés en pointe, il a observé des effets complexes, dus à la fois à l'attraction électrique et au mouvement de l'air qui accompagne la formation de l'aigrette.

M. Riccó a constaté que les courbes tracées par la poussière ne sont pas déviées par l'action d'un fort électro-aimant.

G. Lippmann.

W. ACKROYD. — Selective absorption (Absorption sélective); *Philosophical Magazine*, décembre 1876, p. 423.

La chaleur modifie la couleur des corps; le changement s'effectue dans un certain sens quand on les échauffe, et en sens contaire quand ils se refroidissent. En réunissant les résultats fournis par un assez grand nombre de substances, l'auteur a établi le tableau suivant, auquel il donne le nom d'*échelle métachromatique* :



On peut citer comme exemples l'oxyde de zinc, l'oxyde rouge de mercure, le bichromate de potasse, le verre rouge coloré par l'oxyde de cuivre, etc. Le changement de couleur doit, d'après l'auteur, être attribué à la dissociation du corps composé.

L'auteur propose encore de modifier de la manière suivante la classification des spectres établie par Lockyer (*Journal de Physique,* t. IV, p. 90) :

Lockyer.	*Ackroyd.*
	Classe 1.
1. Spectre linaire......... .... 2. Spectre cannelé...........	Rayonnement.
	Classe 2. — Absorption.
	1. Absorption continue.
3. Absorption continue à l'extrémité bleue. 4. Absorption continue à l'extrémité rouge.	2. Absorption partielle.
5. Absorption continue et unique.	3. Spectre continu.

Les spectres de la deuxième classe présentent cette particularité qu'ils peuvent être fournis par un même corps à diverses températures : ainsi le verre rouge d'oxyde de cuivre est noir à chaud (1), écarlate à froid (2); l'oxyde de zinc à chaud absorbe l'extrémité bleue (2), à froid il est blanc (3).

C. Daguenet.

W. WRIGHT (Arthur). — Examen spectroscopique des gaz contenus dans le fer météorique (*Journal de Silliman*, t. XII, p. 294).

Continuant les travaux de Graham et de Mallet sur l'occlusion des gaz dans le fer météorique, M. Wright leur applique les procédés de l'analyse spectrale. Il y découvre ainsi les raies de l'hydrogène, de l'azote, de l'oxygène, des oxydes de carbone, et enfin deux raies qui tombent très-près de celles observées dans le spectre de la couronne, lors de l'éclipse totale de Soleil du 22 décembre 1870; ces raies paraissent se produire artificiellement dans des mélanges convenables d'hydrogène et d'azote ou d'oxygène, de sorte que les raies de la couronne seraient dues simplement à ces gaz et non à des substances encore inconnues.

Angot.

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE DE SAINT-PÉTERSBOURG.

(TOME VIII.)

N. GOUTKOWSKI — Baromètre sensible, à pétrole, p. 141.

Dans cet appareil, une colonne de mercure de hauteur invariable équilibre la presque totalité de la pression atmosphérique; une

colonne d'huile de pétrole complète la colonne barométrique. A cet effet, le baromètre de M. Goutkowski est muni à son extrémité supérieure, d'un renflement dans lequel est fixé, à l'aide d'un bouchon, un autre tube de $1^m,40$ de longueur. Les deux bouts de ce dernier tube sont fermés à la lampe, mais une fente latérale est pratiquée dans la partie introduite dans le renflement du premier. Cette fente est recouverte d'une peau de vessie, préalablement épuisée par la benzine et enduite d'une solution de gélatine dans la glycérine; elle est solidement attachée autour du tube par ses deux bords. De cette manière la vessie forme une cloison à la fois flexible et imperméable entre le mercure qui remplit le premier tube et son renflement jusqu'au bouchon, et le pétrole du second. Des expériences préalables ont montré que la résistance de cette cloison à la flexion produit une perte de pression moindre que $\frac{1}{10}$ de millimètre de mercure. Le pétrole est quinze fois plus léger que le mercure, et n'émet pas de vapeur à tension appréciable à la température ordinaire.

W. LERMANTOFF.

R. COLLEY. — Recherches sur un certain cas de travail mécanique, exécuté par le courant galvanique (1), p. 182.

Le calcul montre que le travail exécuté par le courant, pendant l'électrolyse d'une colonne verticale d'une solution d'iodure de cadmium, est de signe contraire à celui qui correspond à l'électrolyse de l'azotate d'argent. Par conséquent la variation de la force électromotrice, que ce travail produit, doit être aussi de signe contraire. Pour constater ce fait, l'auteur a répété l'expérience décrite dans son premier Mémoire, en remplaçant l'azotate d'argent et les électrodes en argent par de l'iodure de cadmium et des électrodes en cadmium métallique amalgamées. Le liquide a été purgé d'air avec le plus grand soin. La variation de la déviation du galvanomètre a été de 6,88 divisions au lieu de 6,61, nombre prévu par le calcul.

W. LERMANTOFF.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 262.

MENDELEEFF ET Mlle E. GOUTKOVSKI. — Expériences sur la dépression capillaire du mercure, p. 212.

Les expériences faites avec la plus grande précision par Melle Goutkovski, sous la direction de M. Mendeleeff, ont permis de dresser le tableau suivant :

Diamètre du tube.	Hauteur du ménisque en millimètres 0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
	Dépression en millimètres							
4,042	0,82	1,20	1,47	1,93	2,30			
5,462			0,69	0,98	1,22	1,51		
8,606		0,162	0,235	0,312	0,380	0,458	0,530	0,610
12,717			0,055	0,078	0,103	0,122	0,140	0,153

En discutant les résultats, on a remarqué des différences notables avec les nombres obtenus par le calcul, d'après les données usuelles. On a remarqué aussi que, pour un même tube, le quotient de la dépression par hauteur du ménisque est un nombre à peu près constant, propriété dont on peut profiter pour faciliter l'interpolation.

W. LERMANTOFF.

C. KRAEVITSCH. — Nouveau baromètre sensible, p. 268.

Pour rendre plus sensible le baromètre à mercure, l'auteur emploie l'artifice suivant : l'extrémité de la branche la plus courte d'un baromètre à siphon est reliée à l'aide d'un long tube capillaire horizontal à un autre vase cylindrique ; l'espace laissé libre par le mercure est rempli d'eau purgée d'air. Si le baromètre baisse ou monte d'une longueur h, une quantité d'eau, égale au volume du cylindre dont la hauteur est h et la base égale à la section du tube barométrique, doit passer par le tube capillaire dans le vase ou réciproquement ; par conséquent, une bulle d'air introduite dans ce tube capillaire se déplacera d'une longueur égale à h multiplié par le quotient de ces deux sections. Ce nombre était égal à 140 pour l'appareil de l'auteur.

La bulle d'air du tube capillaire est rarement en repos ; un

microscope à faible grossissement permet d'observer des oscillations dont l'amplitude est très-variable d'un jour à l'autre. Quelquefois, la bulle se déplace continuellement dans une direction, sans oscillations appréciables. L'auteur se propose d'observer la relation qui existe entre le mode de mouvement de la bulle du baromètre et l'état de l'atmosphère.

W. LERMANTOFF.

M. TEPLOFF. — Moyens d'obtenir des étincelles électriques colorées, p. 259.

L'auteur a construit une machine électrique analogue à celle de Holtz, mais beaucoup plus puissante : les armatures de papier occupent un espace de 105 à 120 degrés, et sont découpées d'une manière compliquée ; de plus, la machine possède, en outre des deux peignes habituels, quatre autres peignes, dont deux sont placés en face des extrémités postérieures des armatures, et deux autres vers leurs extrémités antérieures, un peu au delà des peignes collecteurs. Des conducteurs recouverts de gutta-percha réunissent le peigne postérieur de la première armature avec le peigne antérieur de la seconde et réciproquement. Deux ou quatre bouteilles de Leyde de dimension moyenne remplacent les tubes collecteurs de Holtz. Il paraît que la puissance de la machine dépend principalement de l'étendue de la surface des bouteilles de Leyde, et de la forme des armatures. L'auteur fait varier cette dernière pour chaque exemplaire de sa machine, jusqu'à ce qu'il obtienne le maximum d'action.

L'auteur est parvenu à produire des étincelles de toutes les couleurs, en ralentissant plus ou moins la décharge de la machine par l'introduction, entre les armatures extérieures des deux bouteilles, ou entre leurs armatures intérieures et les peignes collecteurs de la machine, de corps médiocrement conducteurs, tels que bandes de papier coloré du commerce, cordons humides, feuilles de diverses plantes, etc. ; chaque matière produit une modification spéciale de l'étincelle. On peut aussi employer des bouteilles dont les armatures sont formées par du papier ou même par de l'eau. Les étincelles rouges et jaunes enflamment facilement la ouate, le bois carbonisé et le lycopode, mais les étincelles bleues ne les enflamment pas.

W. LERMANTOFF.

J. OSIPOFF. — Détermination de la longueur du pendule à secondes pour la ville de Kharkov, p. 384.

L'auteur a trouvé, par la méthode de Bessel, que la longueur du pendule à secondes est de $993^{mm},966136$ pour l'endroit de l'observation.

W. Lermantoff.

R. COLLEY. — Expérience sur la polarisation des électrodes, p. 400.

Un voltamètre à lames de platine contient de l'iodure de potassium mêlé d'amidon. A la moindre trace d'électrolyse, la coloration bleue apparaît au pôle positif.

M. Colley n'a pu constater aucune coloration quand le circuit électrique, contenant, outre le voltamètre, cinq éléments Daniell et une résistance de 4000 unités Siemens, ne demeure fermé que pendant $0^{s},0055$ au plus. Dans ces conditions, un galvanomètre placé dans ce circuit n'a pas dévié. A l'aide de l'interrupteur de Bornstein, on ouvre alternativement le circuit de la pile, dans lequel le voltamètre se charge, et un deuxième circuit à travers lequel il se décharge : tout se passe comme si l'on avait remplacé le voltamètre par un condensateur, dont M. Colley évalue la capacité à 9,57 *microfarads*.

L'auteur tire de ses expériences la conclusion suivante : on peut diviser la polarisation des électrodes en deux phases; dans la première il se produit seulement une orientation des molécules de l'électrolyte et une charge électrique des lames de platine; la seconde est signalée par la décomposition électrolytique.

N. Houguinoff.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome III. — Avril 1877.

C. Niven. — *Théorie d'un solide élastique imparfaitement homogène*, p. 241.
G. Carey Foster. — *Note sur la polarisation de la chaleur*, p. 261.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Notes sur la théorie du son*, p. 271.

R. Challis. — *Théorie de l'action du radiomètre en coupe, à faces polies de part et d'autre*, p. 278.

John Trowbridge. — *Tourbillons liquides*, p. 290.

5e série. — Tome III. — Mai 1877.

John Kerr. — *Rotation du plan de polarisation par la réflexion sur le pôle d'un aimant*, p. 321.

H.-M. Bosanquet. — *Notes sur la théorie du son*, p. 343.

Oliver J. Lodge. — *Réponse à la Note de M. Avenarius*, p. 349.

Karl Heumann. — *Contributions à la théorie des flammes lumineuses*, p. 366.

Annales de Poggendorff.

Tome CLX. — N° 3. — Année 1876.

G. Quincke. — *Sur la cohésion des dissolutions salines*, p. 397.

A. Töpler. — *Théorie des courants électriques stationnaires sur une surface courbe*, p. 375.

Th. Petruscheffsky. — *Sur l'aimantation normale*, p. 388.

H. Streintz. — *Température qui règne dans les fils conducteurs d'un courant*, p. 409.

R. Clausius. — *Remarques sur une objection de Kohlrausch relative à la thermo-électricité*, p. 420.

R. Lenz. — *Résistance galvanique des composés haloïdes*, p. 425.

C. Szily. — *Signification dynamique des quantités introduites par la théorie mécanique de la chaleur*, p. 435.

A. Ritter. — *Sur un paradoxe de la théorie mécanique*, p. 454.

F. Zöllner. — *Recherches sur les mouvements des corps rayonnants ou exposés au rayonnement*, p. 459.

E. Ketteler. — *Relation entre l'absorption et la dispersion*, p. 466.

P. Riess. — *Sur les peignes neutres de la machine de Holz*, p. 486.

A. Hertz. — *Pile à immersion avec éléments à deux liquides*, p. 496.

Éclaircissement.

ÉVAPOROMÈTRE ET AUTRES APPAREILS ENREGISTREURS DE L'OBSERVATOIRE DE MONTSOURIS;

Par M. MARIÉ-DAVY.

Depuis longtemps les météorologistes s'efforcent de suppléer à l'insuffisance des observations directes, par l'emploi d'appareils enregistrant automatiquement leurs indications. L'examen des instruments employés montre, malheureusement, qu'il est impossible de leur accorder assez de confiance pour qu'ils dispensent des observations directes.

A mon entrée à l'Observatoire de Montsouris, j'ai dû me préoccuper d'abord d'assurer le service complet des observations. Cette première tâche étant remplie, et un crédit spécial ayant été accordé à cet effet, je consacre l'année actuelle à l'installation des enregistreurs.

Outre le pavillon magnétique aérien, qui renferme le déclinomètre, le bifilaire, la boussole des variations, d'inclinaison et le magnétomètre absolu de Gauss, une cave a été aménagée pour recevoir les enregistreurs de la déclinaison, de la force horizontale et de la force verticale, d'où l'on déduit la force totale et son inclinaison. Un laboratoire de photographie est placé à côté.

Un second pavillon, que la Ville vient de faire élever au milieu de la partie réservée du parc, doit renfermer :

1° Un double enregistreur de l'électricité atmosphérique donnant des indications, non-seulement pendant les temps ordinaires, mais aussi pendant les orages;

2° Un enregistreur du thermomètre sec et du thermomètre mouillé, donnant la température et la vapeur d'eau;

3° Un enregistreur des deux thermomètres noir et blanc dans le vide, donnant le degré actinométrique;

4° Un enregistreur de la température de la surface du sol, au soleil et à l'ombre.

Le même pavillon renferme les électromètres d'observation directe de Thomson, de Branly et de Palmieri, ainsi que le photomètre d'Arago, le cyanomètre et l'actinomètre thermo-électriques.

Un troisième pavillon, placé au pied d'un mât de 20^{m} de hauteur,

abrite le pluviomètre enregistreur, ainsi que les anémomètres enregistreurs, donnant la vitesse, la pression et les seize directions principales du vent.

Les baromètres enregistreurs, dont un baromètre-balance de grande dimension, sont placés dans l'intérieur de l'Observatoire.

Près de la serre-abri et des cases de végétation sont les évaporomètres, dont un est destiné à l'enregistrement. Il se compose d'une bascule de forme particulière, dont le grand plateau est placé audessus de l'appareil, au lieu d'être latéralement au-dessous du fléau. La bascule, le mouvement d'horlogerie, le cylindre d'enregistrement se trouvent ainsi groupés, sous un très-petit volume, dans une caisse vitrée, dont le couvercle est formé par la table portant le vase d'évaporation. Cette première bascule n'a qu'une force de 30^{kg}. Quand elle est chargée, un poids de 1^{gr} ajouté au grand plateau fait mouvoir l'extrémité de l'aiguille de $0^{mm},5$. Cette sensibilité serait trop grande pour l'enregistrement; on la diminue à son gré en plaçant sur le petit plateau de la balance une éprouvette à moitié remplie de mercure, dans lequel plonge un tube de verre fixé aux parties immobiles de l'instrument. Dans les conditions adoptées, 25^{gr} ajoutés sur le grand plateau déplacent l'aiguille de 1^{mm}, dont on peut apprécier le $\frac{1}{10}$; et comme le grand plateau a une surface de $0^{mq},25$, une tranche d'eau évaporée de 1^{mm} de hauteur correspond à 250^{gr} : la bascule permet donc d'apprécier le $\frac{1}{100}$ de millimètre, tout en ayant une course correspondant à une évaporation de 8^{mm} d'eau.

Les usages de cet appareil sont nombreux. En garnissant le plateau supérieur d'une couche de terre nue, on peut étudier la marche de l'évaporation du sol pendant le jour, tout en connaissant à chaque instant la proportion d'eau qu'il conserve; on peut aussi voir comment se comporte un sol sec, en présence de l'air plus ou moins humide des nuits. La vapeur d'eau condensée ainsi par le sol est loin d'être négligeable; aucune expérience directe ne la fait connaître.

Si le sol, au lieu d'être nu, est planté, ce qui exige un second appareil enregistreur, on pourra suivre dans tous ses détails le phénomène physiologique de la transpiration des plantes, et le comparer à la courbe fournie par l'actinomètre enregistreur. On pourra voir ce que devient l'évaporation des feuilles pendant la

nuit, et quelle est l'abondance des rosées qui se déposent à leur surface.

A côté de l'enregistreur se trouve, outre l'évaporomètre Piche, un vase de $0^{mc},25$ rempli d'eau, sur la surface de laquelle flotte une lentille de zinc creuse, dont la tige, en forme de crémaillère, commande le pignon d'une aiguille mobile sur un cercle gradué. La course de l'aiguille est de 3 ou 4^{mm} pour $\frac{1}{10}$ de millimètre d'eau évaporée; l'instrument donne donc le $\frac{1}{100}$ de millimètre : on en fait la lecture 5 fois par jour; mais, jusqu'à présent, l'observation se trouvait interrompue pendant les gelées. L'enregistreur pesant l'eau, au lieu de mesurer sa hauteur, cette interruption sera évitée. Il en est de même des neiges, dont on pourra suivre la chute et l'évaporation.

Des bascules enregistreurs, construites sur le modèle des bascules ordinaires de France, existent déjà dans le laboratoire de M. Grandeau, à Nancy, où elles sont appliquées à l'étude de la nutrition des animaux.

DES MACHINES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRODYNAMIQUES (¹);

PAR M. MASCART.

I.

1. Les machines électrodynamiques et électromagnétiques, employées soit comme moteurs, soit comme producteurs de courants, c'est-à-dire comme sources d'électricité, ont reçu de grands perfectionnements dans ces dernières années et semblent destinées à jouer un rôle important dans l'industrie.

La théorie de ces appareils peut être établie d'une manière très-simple, au moins dans ses caractères essentiels, en partant des phénomènes de l'induction électrodynamique.

(¹) Le Journal publiera prochainement un Rapport sur les machines Gramme, écrit par M. Thomson, à propos de l'Exposition de Philadelphie. La lecture de cette Note de M. Thomson m'a fait penser qu'il serait utile d'exposer les principes sur lesquels reposent les machines et les moteurs magnéto-électriques et d'en montrer quelques vérifications expérimentales.

Je rappellerai d'abord la démonstration des phénomènes d'induction, déduite de la théorie mécanique de la chaleur par M. Helmholtz en 1847, et peu de temps après par M. Thomson.

Considérons une pile quelconque dont les deux pôles sont réunis par un circuit métallique. On sait, d'après les lois de Faraday, que le poids des éléments chimiques combinés ou décomposés dans chacun des couples est proportionnel à l'intensité du courant. Ces actions chimiques sont d'ailleurs exothermiques, c'est-à-dire qu'elles dégagent de la chaleur, puisqu'elles doivent fournir le travail nécessaire à l'échauffement du circuit.

Soit Q le travail calorifique dû aux actions chimiques qui s'effectuent dans la pile entière pendant l'unité de temps, lorsque l'intensité du courant est égale à une unité électrodynamique; le travail produit pendant le temps dt par un courant d'intensité I_0 sera $QI_0\,dt$, en vertu de la loi de Faraday. Si R est la résistance totale du circuit en unités absolues, le travail calorifique dégagé par le passage du courant dans toute son étendue pendant le même temps est, d'après la loi de Joule, $I_0^2 R\,dt$. D'autre part, la force électromotrice E_0 de la pile est égale à $I_0 R$, d'après la loi d'Ohm. On a donc

$$QI_0\,dt = I_0^2 R\,dt = I_0 E_0\,dt, \quad \text{ou} \quad Q = E_0.$$

Ainsi la force électromotrice de la pile, en unités absolues, est égale au travail calorifique Q défini plus haut.

2. Supposons maintenant que le circuit considéré se meuve en tout ou en partie, sous l'influence de centres magnétiques extérieurs ou sous l'influence des réactions mutuelles de ses différentes parties. Le travail dû aux actions chimiques doit produire à la fois l'échauffement du circuit et le travail des forces électrodynamiques ou magnétiques. Soient $K\,dt$ le travail mécanique accompli pendant le temps dt, et I l'intensité nouvelle du courant; on aura

$$QI\,dt = I^2 R\,dt + K\,dt, \quad \text{ou} \quad IR = Q - \frac{K}{I} = E_0 - \frac{K}{I}.$$

On voit donc que le courant est affaibli, si l'on considère les lois d'Ohm et de Joule comme nécessaires, c'est-à-dire la résistance du circuit comme invariable, et cette diminution indique

qu'il s'est développé dans le circuit une force électromotrice E de sens contraire à la force électromotrice primitive.

Cette force électromotrice a pour expression

$$(1) \qquad E = \frac{K}{I} = \frac{K\,dt}{I\,dt}.$$

La force électromotrice d'induction est donc égale au quotient, par l'intensité du courant, du travail accompli pendant l'unité de temps. Plus exactement, la force électromotrice d'induction est égale, à chaque instant, au quotient du travail accompli pendant un temps infiniment petit par la quantité d'électricité qui traverse le circuit pendant le même temps.

Cette équation donne en réalité toutes les lois des courants d'induction, qu'il n'y a pas lieu de développer ici ([1]). On voit aisément que les déplacements *relatifs* des différents organes interviennent seuls dans le calcul, et que le même raisonnement s'applique au cas où, le circuit étant fixe, les corps extérieurs, aimants ou courants, seraient seuls mobiles.

3. Si un appareil ainsi disposé est employé comme machine motrice, le coefficient économique ou rendement r est égal au quotient du travail accompli $K\,dt$ par le travail dépensé $QI\,dt$. On a donc

$$r = \frac{K\,dt}{QI\,dt} = \frac{\frac{K}{I}}{Q},$$

ou, en vertu des relations trouvées plus haut,

$$(2) \qquad r = \frac{E}{E_0} = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \frac{I}{I_0}.$$

Le rendement peut donc être déterminé, soit par le rapport des forces électromotrices, soit par les intensités du courant.

Ce rendement s'approche de plus en plus de l'unité à mesure que la force électromotrice d'induction E, laquelle augmente évidemment avec la vitesse de la machine, va en croissant. Si, dans

([1]) *Voir* les articles de M. Potier, t. II, p. 5 et 121.

un appareil à rotation ou à mouvements alternatifs, comme le sont nécessairement toutes les machines, on introduit un système de commutateurs convenables pour que les actions des parties fixes sur les organes mobiles soient toujours accélératrices, et si l'on supprime toutes les résistances passives, la vitesse croîtra rapidement; comme la valeur de E ne peut pas être physiquement supérieure à la force électromotrice de la pile E_0, elle approchera de plus en plus de cette limite. L'intensité du courant résultant I deviendra nulle et le rendement égal à l'unité; mais alors le travail lui-même sera nul.

Le travail effectué pendant l'unité de temps a pour expression

$$K = EI = I^2R.$$

Comme on a

$$IR = E_0 - E,$$

on peut écrire

$$K = \frac{E(E_0 - E)}{R}.$$

La somme des deux facteurs E et $E_0 - E$ étant constante, le travail est maximum quand

$$E = \frac{E_0}{2}, \quad \text{ou} \quad I = \frac{I_0}{2}.$$

Le travail maximum est donc

$$K = \frac{E_0^2}{4R} = \frac{1}{4} RI_0^2 = RI^2;$$

il correspond au cas où l'intensité du courant primitif est diminuée de moitié par les effets d'induction. Le coefficient économique ou rendement est alors

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{I_0 - I}{I} = \frac{1}{2}.$$

4. Le même appareil peut être employé comme producteur d'électricité si l'on entretient le mouvement par un travail extérieur, et la force électromotrice du courant induit est donnée par la même équation (1). On peut d'ailleurs le montrer directement.

Supposons qu'un circuit fermé, entièrement composé de métaux dont toutes les soudures sont à la même température, c'est-à-dire qui ne renferme aucune force électromotrice, soit, pour une cause temporaire quelconque, parcouru par un courant d'intensité i; déplaçons un système magnétique dans le voisinage du circuit, ou faisons mouvoir une portion du circuit lui-même, dans un sens tel que les actions qui s'exercent entre les divers organes tendent à s'opposer à ce mouvement. On dépensera ainsi un travail $k\,dt$ pendant le temps dt, le coefficient k étant, comme plus haut, une fonction de la vitesse de la machine et de l'intensité du courant.

Si ce travail est plus grand que celui qui correspond à l'échauffement du circuit, lequel est $i^2 R\,dt$, c'est-à-dire si l'on a

$$k > i^2 R,$$

le courant non-seulement sera entretenu par le travail, mais il ira en croissant.

Si cette condition est satisfaite pour une intensité infiniment petite, il se produira, soit spontanément, soit par suite de la moindre perturbation électrique ou magnétique, dans un circuit primitivement à l'état neutre, un courant dont l'intensité croîtra jusqu'à ce que l'on ait

$$k = i^2 R,$$

ou, en désignant par e la force électromotrice du courant d'induction,

$$k = i^2 R = ei.$$

On en déduit

$$(1)' \qquad e = \frac{k}{i} = \frac{k\,dt}{i\,dt},$$

même équation que plus haut.

Si, au contraire, le rapport $\frac{k}{i^2}$ est plus petit que R lorsque le courant est infiniment petit, l'équilibre du courant nul est stable; le travail extérieur ne peut faire naître et maintenir aucun courant électrique, à moins que l'on n'ait d'une manière artificielle introduit pour un instant dans le circuit un courant d'intensité telle, que la condition $k > i^2 R$ soit réalisée, après quoi la force électromotrice

étrangère pourra être supprimée, sans que le courant cesse de se maintenir.

La force électromotrice du courant d'induction a donc la même expression lorsque la machine est employée comme moteur ou comme source d'électricité. Le rendement, dans le premier cas, étant proportionnel à la force électromotrice d'induction (2), on voit déjà que le rendement d'une machine comme moteur doit être d'autant plus grand que cette même machine, mue par une force étrangère, donnera des courants plus énergiques.

On peut établir cette corrélation d'une manière plus étroite.

5. Toutes choses égales d'ailleurs, le travail des forces électromagnétiques ou électrodynamiques est proportionnel à la vitesse, c'est-à-dire, pour une machine parvenue à un régime uniforme, au nombre de tours ou au nombre des oscillations pendant l'unité de temps. La force électromotrice et l'intensité de courant ne sont pas alors des quantités absolument constantes, mais on considérera leurs valeurs moyennes correspondant au même travail calorifique. On peut donc écrire, en désignant par N et n les nombres de tours ou d'oscillations dans les deux cas,

$$K = NH,$$
$$k = nh.$$

Les quantités H et h ne dépendent que de la disposition de la machine et de l'intensité du courant; elles représentent le travail de la machine, positif ou négatif, qui correspond à un tour ou une oscillation.

Dans l'appareil moteur, on a

$$K = NH = EI = \frac{E(E_0 - E)}{R} = IR(I_0 - I),$$
$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \frac{I}{I_0}.$$

Quand on emploie la même machine comme source,

$$k = nh = i^2 R = ie.$$

Supposons que l'intensité du courant soit la même dans les deux cas, on aura alors

$$i = I,$$

et, par suite,

$$h = H.$$

On en déduit

$$\frac{E}{N} = \frac{e}{n},$$

$$\frac{n}{N} = \frac{e}{E} = \frac{IR}{R(I_0 - I)} = \frac{1}{\frac{I_0}{I} - 1}.$$

Le rapport $\frac{I_0}{I}$ peut être déterminé par le rendement de la machine motrice (2), ce qui donne

$$\frac{n}{N} = \frac{1}{\frac{1}{1-r} - 1} = \frac{1-r}{r} = \frac{1}{r} - 1.$$

On détermine ainsi, à l'aide du nombre de tours de la machine motrice et du rendement correspondant à une certaine intensité, le nombre de tours nécessaire pour obtenir la même intensité par la machine employée comme source. On voit que n est d'autant plus petit que r est plus grand : la machine est donc d'autant meilleure comme source qu'elle est plus économique comme moteur.

Si la machine fonctionne dans les conditions de travail maximum, $r = \frac{1}{2}$, et alors

$$n = N.$$

Ainsi la vitesse d'une machine nécessaire pour obtenir un courant d'intensité déterminée est égale à la vitesse qu'elle doit avoir pour fournir un travail maximum, ou un rendement égal à $\frac{1}{2}$, sous l'action d'une pile qui donnerait un courant d'intensité double dans la machine en repos.

6. Considérons encore un problème dont les machines magnéto-électriques ne tarderont peut-être pas à donner une solution pratique, c'est la transmission de la force à distance. On peut y arriver aisément en accouplant deux machines.

L'une d'elles est mise en mouvement par une force étrangère, telle qu'une chute d'eau, et produit un courant électrique qui est

communiqué par un fil conducteur à l'autre machine employée comme moteur.

Le travail dépensé K ou NH sur la première machine est utilisé à échauffer le fil et à vaincre les forces électriques ou magnétiques de la seconde. On a donc, en appelant I l'intensité du courant commun, R la résistance totale du circuit, et en accentuant les lettres relatives au second appareil,

$$(3)\qquad NH = RI^2 + N'H' \quad \text{ou} \quad NH - N'H' = RI^2.$$

Le coefficient économique, dans le cas actuel, est égal au quotient du travail produit dans la seconde machine par le travail dépensé sur la première; on a donc

$$\rho = \frac{N'H'}{NH} = \frac{NH - I^2R}{NH} = 1 - \frac{I^2R}{NH} = 1 - \frac{I^2R}{K}.$$

Cette expression du rendement ne dépend que de la première machine et de l'intensité du courant, mais l'intensité du courant dépend évidemment du travail effectué dans la seconde. Le rendement s'approche d'autant plus de l'unité que l'intensité est plus faible, comme dans un moteur simple, résultat facile à prévoir puisque le seul travail perdu correspond à l'échauffement du circuit.

Supposons que le rendement soit égal à $\frac{1}{2}$, on aura alors, en mettant l'indice 1 aux termes relatifs à cette marche particulière,

$$\frac{I_1^2R}{N_1H_1} = \frac{1}{2},$$

$$N_1H_1 = 2I_1^2R,$$

$$N'_1H'_1 = I_1^2R.$$

Comme les valeurs de H_1 et H'_1 sont des fonctions de l'intensité spéciales à chaque machine, ces deux équations donneront le rapport des deux vitesses.

Si la seconde machine était maintenue au repos pendant que la première marche avec la vitesse précédente, l'intensité I_2 du courant serait donnée par l'équation

$$N_1H_2 = I_2^2R,$$

d'où il résulte

$$\frac{2I_1^2R}{H_1} = \frac{I_2^2R}{H_2} \quad \text{ou} \quad \frac{2I_1^2}{H_1} = \frac{I_2^2}{H_2}.$$

Si le travail dépensé dans la première machine est le même quand la seconde est en repos ou en mouvement avec un rendement égal à $\frac{1}{2}$, on a

$$N_3H_3 = N_1H_1,$$

$$I_3^2R = 2I_1^2R \quad \text{ou} \quad I_3 = I_1\sqrt{2}.$$

Le rapport de l'intensité du courant dans la première machine, quand la seconde est en repos, à l'intensité que donne le même travail, pour un rendement de $\frac{1}{2}$, est égal à $\sqrt{2}$.

Si les deux machines sont identiques, les fonctions H et H′ sont égales, et l'équation (3) devient

$$(N - N')H = I^2R.$$

L'intensité du courant est donnée par la même équation que s'il n'y avait qu'une machine, de vitesse égale à la différence des deux vitesses et de même résistance totale. Le rendement $\rho = \frac{N'H'}{NH} = \frac{N'}{N}$ est alors égal au rapport des vitesses des deux machines.

7. Ces résultats, comme on le voit, ne sont pas tout à fait les mêmes que si la première machine était remplacée par une pile ordinaire. Ainsi il n'y a pas lieu de chercher, en général, dans quelles conditions le travail utile est maximum, car ce travail a pour expression

$$N'H' = NH - I^2R = NH\left(1 - \frac{I^2R}{NH}\right) = NH\rho,$$

et il n'est pas possible de dire ce que devient cette expression si l'on ne connaît pas la fonction H. Le travail dépensé croît évidemment avec la vitesse et, comme le rendement peut être rendu supérieur à $\frac{1}{2}$, le travail utile croît lui-même avec la vitesse.

Si la vitesse de la première machine est donnée, le travail utile

maximum correspond au maximum de l'expression

$$H - \frac{I^2 R}{N},$$

ce qui donne la condition, en supposant la résistance constante,

$$\frac{dH}{dI} = 2\frac{R}{N}I \quad \text{ou} \quad H = \frac{I^2 R}{N} + H_0,$$

H_0 étant la valeur de H pour un courant d'intensité nulle.

Il en résulte l'équation

$$I^2 R = N(H - H_0),$$

qui permettra de calculer l'intensité du courant qui correspond au travail utile maximum, si l'on connaît l'expression de H en fonction de l'intensité.

On voit que toutes les propriétés d'une machine peuvent être déterminées à l'aide de cette fonction H.

8. Supposons enfin qu'une machine, alimentée par une pile de force électromotrice E_0, soit mise en mouvement en sens contraire de celui dans lequel le courant tend à l'entraîner. Le travail dépensé alors accroîtra l'intensité du courant, et l'on aura

$$QI\,dt + NH\,dt = I^2 R\,dt$$

ou

$$IR = E_0 + \frac{NH}{I},$$

équation qui donnera l'intensité, si l'on connaît la fonction H.

Si l'on veut, par exemple, que l'intensité soit doublée, on aura

$$NH = E_0 I,$$
$$IR = 2E_0.$$

La vitesse obtenue à l'aide de ces deux équations est celle dont il faudrait animer la machine pour doubler la force électromotrice de la pile employée.

(*A suivre.*)

EXPÉRIENCES DE PROJECTION OU L'ON UTILISE LA PERSISTANCE DES IMPRESSIONS SUR LA RÉTINE;

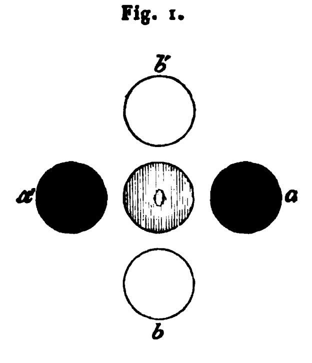
PAR M. J. DUBOSCQ.

Quand on ajoute à un appareil ordinaire de projection une pièce mobile, à laquelle on peut communiquer un mouvement de rotation rapide, un certain nombre d'expériences classiques deviennent, grâce à la persistance des impressions sur la rétine, susceptibles d'une forme inaccoutumée et intéressante.

En premier lieu, si l'on adapte au porte-lumière un diaphragme à trou circulaire, suivi d'une lentille à court foyer et d'un prisme d'Amici (dit à *vision directe*), produisant une légère déviation pour la couleur rouge, le spectre linéaire connu, à bords circulaires, se transforme, quand on fait tourner rapidement le prisme, en un anneau coloré, rouge en dedans et violet en dehors.

Mais c'est surtout dans les expériences de polarisation que l'emploi du mouvement de rotation fournit des dispositions remarquables. Il suffit, en effet, de communiquer à l'analyseur un mouvement rapide de rotation pour observer sur le tableau de projection une figure annulaire, présentant, suivant ses divers diamètres, les

Fig. 1.



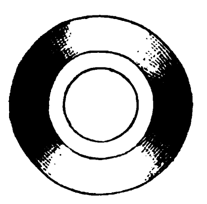
apparences que l'on observe d'ordinaire successivement quand on fait tourner l'analyseur à la main. Nous allons indiquer l'apparence que prennent dans ces conditions les expériences les plus connues.

1° *Polarisation blanche.* — Placez en arrière d'un diaphragme

à trou circulaire un polariseur, une lentille à court foyer, et enfin un analyseur biréfringent, monté de manière à pouvoir être animé d'un rapide mouvement de rotation. Quand on tourne lentement l'analyseur, l'image centrale (*fig.* 1), correspondant au rayon ordinaire, demeure immobile, et l'image extraordinaire tourne autour de celle-ci : les deux images éprouvent d'ailleurs les changements connus d'intensité.

Grâce à la rotation rapide, l'image centrale prend une teinte grise d'intensité moyenne, et l'image extraordinaire s'épanouit en un anneau sombre suivant le diamètre *aa'* (*fig.* 2), et présentant

Fig. 2.



une intensité lumineuse croissant jusqu'au diamètre perpendiculaire *bb'*.

Si l'on choisit le trou du diaphragme de manière que les deux images empiètent l'une sur l'autre (*fig.* 3), la portion commune *a*

Fig. 3.

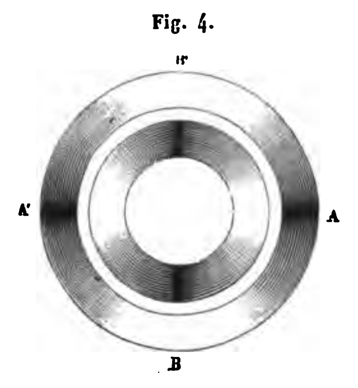


fournira un anneau lumineux, sur le fond gris de l'image ordinaire; et ce premier anneau est entouré d'un second présentant l'apparence de celui de la *fig.* 2.

Enfin, si l'on revient au diaphragme à trou étroit, mais en employant comme polariseur un prisme biréfringent, on obtiendra l'apparence plus compliquée (représentée par la *fig.* 4) de deux

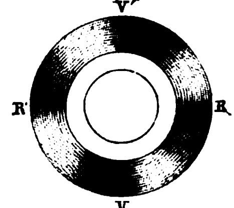
anneaux concentriques dont les parties obscures sont situées sur deux diamètres rectangulaires.

Fig. 4.



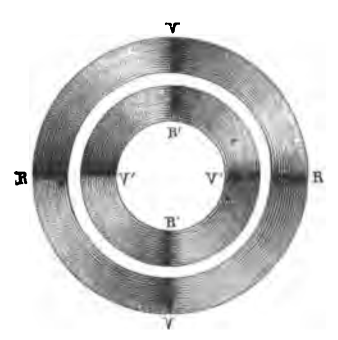
Polarisation chromatique et rotatoire. — Conservons les dispo-

Fig. 5.



sitions du paragraphe précédent, et interposons entre l'analyseur et

Fig. 6.



le polariseur une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, d'épais-

seur quelconque ; on obtiendra, par la rotation rapide de l'analyseur, une image centrale blanche, entourée d'un cercle sur lequel les couleurs complémentaires occuperont des diamètres rectangulaires (*fig.* 5). Par exemple, à un diamètre horizontal rouge correspond un diamètre vertical offrant le vert complémentaire. La *fig.* 6 se rapporte au cas où le polariseur est un prisme biréfringent.

Toutes les pièces nécessaires à ces expériences sont disposées pour s'adapter à mon appareil pour la projection des expériences polarisation.

APPARENCE DE RELIEF RÉSULTANT DE LA COLORATION ;

PAR M. J. DUBOSCQ.

On projette un spectre en employant, comme ouverture d'admission de la lumière, une fente en forme de croix, de V, d'anneau, de spirale, etc., et à l'aide d'un prisme à vision directe. Les spectres obtenus produisent à un très-haut degré l'illusion du relief de deux plans rectangulaires, d'un dièdre, d'un cylindre, etc., vus obliquement. Cet effet tient à la grande différence d'intensité de rayons rouges, éclatants et peu déviés, qui forment le *saillant* de l'image, et des rayons violets, fortement déviés, qui fournissent les ombres des parties profondes.

F. MASSIEU. — Mémoire sur les fonctions caractéristiques des divers fluides, et sur la théorie des vapeurs; *Mémoires des Savants étrangers*, t. XXII, *Académie des Sciences*.

Tout le monde admet que l'état d'un corps est déterminé lorsqu'on connaît deux des trois quantités v, t et p, qui représentent respectivement le volume de ce corps, sa température centigrade, et la pression qui s'exerce à sa surface. On admet aussi que, lorsqu'on fournit à un corps une quantité infiniment petite dQ de chaleur, une portion dU de cette chaleur est employée à augmenter la chaleur sensible du corps, et aussi à produire un travail mécanique interne. La fonction U représente la quantité de *chaleur*

interne que le corps possède à un état déterminé, en plus de celle qu'il possède à un certain état initial : elle dépend de deux des trois quantités v, t et p, choisies pour variables indépendantes.

L'autre portion de la chaleur dQ est employée à produire le travail extérieur pdv, dû à l'augmentation dv du volume du corps, et l'on a, en désignant par A l'équivalent calorifique du kilogrammètre ([1]),

$$dQ = dU + Apdv. \tag{1}$$

dU est la différentielle totale d'une fonction U des deux variables indépendantes que l'on a choisies; mais il n'en est pas de même de $Apdv$ et par suite de dQ; analytiquement, dQ n'est la différentielle exacte ou totale d'aucune fonction des deux variables adoptées, et l'expression (1) ne peut être intégrée qu'autant qu'on donne une nouvelle relation entre ces deux variables indépendantes, c'est-à-dire qu'on tient compte de la *voie* suivie dans la transformation du corps.

Bornons-nous à la considération de cycles fermés réversibles. Quand le corps subit une évolution complète, on a, d'après le principe de Carnot, combiné avec celui de l'équivalence, la relation

$$\int \frac{dQ}{T} = 0, \tag{1}$$

T étant la *température absolue*.

Puisque $\int \frac{dQ}{T}$ est nul pour un cycle fermé réversible quelconque, il en résulte que cette intégrale, prise entre deux limites correspondant à deux états distincts du corps, a toujours la même valeur S, quelle que soit la voie de transformation suivie, pourvu qu'elle soit réversible, ce qui n'entraîne d'ailleurs entre les variables aucune relation particulière ([2]). En d'autres termes, $\frac{dQ}{T}$ est la dif-

([1]) L'équation (1) suppose que la force vive sensible du corps n'a pas été modifiée par suite de l'absorption de la quantité de chaleur dQ.

([2]) On sait que, pour qu'un cycle soit réversible, il suffit que le corps exerce à chaque instant sur le milieu ambiant une pression égale à sa propre tension, de telle sorte qu'il ne puisse prendre de vitesse sensible. Toute relation entre les variables indépendantes, p et v par exemple, qui fixent l'état d'un corps, est compatible avec cette condition.

férentielle exacte d'une fonction S des variables indépendantes adoptées. M. Clausius appelle cette fonction l'*entropie*.

Le Mémoire de M. Massieu a pour premier objet de montrer que les deux fonctions S et U, l'entropie et la chaleur interne, ne sont pas indépendantes, et qu'on peut les tirer, ainsi que la troisième des quantités p, v, t, d'une fonction unique, pour laquelle il propose le nom de *fonction caractéristique*.

1. On a, d'après ce qui précède,

$$dQ = dU + Apdv = TdS; \tag{1}$$

prenons en premier lieu v et t pour variables indépendantes, et ajoutons Sdt aux deux membres de l'équation, il vient

$$dU + Apdv + Sdt = d(TS),$$

ou encore

$$Sdt + Apdv = d(TS - U).$$

Le second membre de cette équation est une différentielle exacte; il en est donc de même du premier. Si nous posons d'ailleurs

$$H = TS - U, \tag{3}$$

nous aurons

$$dH = d(TS - U) = Sdt + Apdv, \tag{4}$$

H étant la fonction caractéristique du corps.

De l'équation (4) on conclut immédiatement

$$S = \frac{dH}{dt}, \tag{5}$$

$$p = \frac{1}{A}\frac{dH}{dv}. \tag{6}$$

Enfin on tire de (3) et (5)

$$U = T\frac{dH}{dt} - H. \tag{7}$$

Ainsi S, p et U se trouvent exprimés en fonction de H et de ses dérivées partielles. On prévoit aisément que tous les coefficients qui se rapportent aux propriétés mécaniques et calorifiques des

corps pourront de même être reliés à la fonction caractéristique H. Par exemple, on a pour la chaleur spécifique c, sous volume constant,

$$(8) \qquad c = T\frac{dS}{dt} = T\frac{d^2H}{dt^2};$$

et pour la différence des deux chaleurs spécifiques C et c

$$(9) \qquad C - c = T\frac{d^2H}{dt\,dv}\frac{dv}{dt} = -T\frac{\left(\frac{d^2H}{dt\,dv}\right)^2}{\frac{d^2H}{dv^2}}.$$

Les coefficients de dilatation $\alpha = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt}$, $\beta = \frac{1}{p}\frac{dv}{dp}$ et le coefficient de compressibilité $\mu = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp}$ s'expriment d'une manière aussi simple. Le lecteur trouvera aisément lui-même leurs valeurs en appliquant les équations (1) à (7).

Il est intéressant de déterminer la fonction H dans le cas des gaz, lesquels sont complétement définis par les lois de Mariotte et de Gay-Lussac. On a pour ces corps

$$(10) \qquad pv = RT,$$

R désignant une constante. Prenons, pour état initial d'un kilogramme du gaz considéré, son état à zéro et sous la pression de l'atmosphère, et soit v_0 le volume qu'il occupe dans ces conditions. Convenons, en outre, pour déterminer les constantes des fonctions S et U, que ces fonctions, et par suite H, doivent être nulles dans l'état initial choisi.

On sait que, pour un gaz parfait [1], les deux chaleurs spécifiques C et c, ainsi que U, sont de simples fonctions de la température, et qu'en outre la différence C — c est égale à la constante AR. En différentiant l'équation (3) et tenant compte de (5), on trouve

$$\frac{dH}{dt} = S + T\frac{dS}{dt} - \frac{dU}{dt} = S;$$

[1] Ces propriétés sont contenues implicitement dans l'équation $pv = RT$; nous supprimons, pour abréger, leur démonstration, que l'on trouvera dans tous les Traités relatifs à la Théorie mécanique de la chaleur.

d'où

$$(11) \qquad \frac{dU}{dt} = T\frac{dS}{dt} = c.$$

Intégrons l'équation (11), nous obtiendrons, puisque $C - c = AR$,

$$U = \int_0^t c\,dt = \int_0^t C\,dt - AR(T - 273).$$

Pour avoir l'expression de l'entropie S, imaginons qu'on porte d'abord le gaz, sous la pression constante de l'atmosphère, du volume v_0 au volume v, sous lequel il atteindra la température θ, et que, sous le volume constant v, on élève ensuite sa température de θ à t : nous aurons alors pour l'expression de S

$$S = \int_0^\theta \frac{C\,dt}{T} + \int_\theta^t \frac{c\,dt}{T} = \int_0^t \frac{C\,dt}{T} - AR\log\frac{T}{\Theta}\ (^1).$$

Puisque, d'autre part, v et v_0 sont les volumes du gaz, sous la pression atmosphérique aux températures zéro et θ, on a

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\Theta}{273},$$

ce qui donne

$$S = \int_0^t \frac{C\,dt}{T} - AR\log\frac{T}{273}\frac{v}{v_0}$$

et enfin

$$H = ST - U = T\int_0^t \frac{C\,dt}{T} - \int_0^t C\,dt + ART\log\frac{273}{T}\frac{v}{v_0} + AR(T - 273),$$

ou, si l'on admet que C est constant, quelle que soit la température, ce qui n'est pas prouvé théoriquement, mais qui a été vérifié pour plusieurs gaz par M. Regnault,

$$H = CT\log\frac{T}{273} + ART\log\frac{273}{T}\frac{v}{v_0} - (C - AR)(T - 273).$$

2. Si, au lieu de prendre v et t pour variables indépendantes, on

---

(1) $\Theta = \theta + 273$.

choisit p et t, on obtient aussi une fonction caractéristique H'. On a en effet (1)

$$dQ = dU + Ap\,dv = T\,dS.$$

Posons $U' = U + Apv$ et ajoutons $Av\,dp + S\,dt$ aux deux membres de l'équation; on a

$$(12)\qquad S\,dt - Av\,dp = d(TS - U'),$$

et la fonction caractéristique est

$$(13)\qquad H' = TS - U'.$$

On a alors

$$(14)\qquad S = \frac{dH'}{dt},$$

$$(15)\qquad v = -\frac{1}{A}\frac{dH'}{dp},$$

$$(16)\qquad U = T\frac{dH'}{dt} + p\frac{dH'}{dp} - H',$$

et la fonction caractéristique H' est, pour les gaz,

$$H' = CT\log\frac{T}{273} - C(T - 273) - ART\log\frac{p}{p_0} - 273\,AR,$$

l'état initial étant celui du gaz à zéro et sous la pression p_0 de l'atmosphère.

3. Suivant la question que l'on se propose d'étudier, il conviendra de prendre de préférence v et t, ou bien t et p, comme variables indépendantes, et par conséquent d'employer la fonction caractéristique H ou H'. Par exemple, M. Massieu se propose de traiter, de la manière la plus simple possible, divers problèmes relatifs aux vapeurs : s'agit-il des vapeurs saturées, pour lesquelles p et t dépendent l'un de l'autre, il faut nécessairement prendre v et t pour variables indépendantes; on est conduit à une expression très-simple de la fonction caractéristique H, d'où l'on déduit sans difficulté les formules connues des vapeurs saturées.

Mais, pour les vapeurs surchauffées, il y a au contraire avantage à employer les variables indépendantes p et t, c'est-à-dire la fonction caractéristique H'. En effet, on sait très-peu de chose, au point

de vue expérimental, sur les vapeurs surchauffées. Le renseignement le plus certain que l'on possède, en ce qui concerne la vapeur d'eau, est sa chaleur spécifique moyenne C sous la pression de l'atmosphère, entre 120 et 220 degrés,

$$C = 0,48051,$$

déterminée par M. Regnault.

Si l'on supposait C connu pour toutes les températures, on pourrait déterminer directement la fonction H', qui ne contient, outre cette quantité, que la chaleur totale de vaporisation λ, bien connue d'après les expériences de M. Regnault. Ainsi l'on pourrait effectuer tous les calculs relatifs aux vapeurs surchauffées.

Après avoir, dans cette partie importante de son Mémoire, établi des formules générales, qui ne sont pas immédiatement susceptibles d'application, puisqu'on ne connaît qu'une seule valeur de C, M. Massieu cherche à faire faire un progrès à l'étude des vapeurs surchauffées, en se laissant guider par des considérations empruntées à l'expérience, et en faisant, sur la loi d'après laquelle C varie, diverses hypothèses. En premier lieu, il suppose C constant, et il montre que les formules qu'on déduit de cette hypothèse sont très-acceptables pour des surchauffes faibles, mais qu'elles deviennent de moins en moins exactes à mesure que la surchauffe augmente. Il est donc nécessaire de supposer C variable, et de chercher une loi de variation qui s'accorde, le mieux possible, avec les renseignements que l'on possède sur la loi des tensions maxima de la vapeur, laquelle se déduit de la fonction caractéristique.

Il est extrêmement probable que C augmente avec la température, et tend vers une valeur constante, quand la température croît indéfiniment : on peut donc essayer pour C des expressions de la forme

$$C = K - \frac{q_n}{T^n},$$

où K et q_n représentent deux constantes. M. Massieu a essayé de poser $n = 1$: il a trouvé ainsi des résultats beaucoup plus exacts qu'en supposant C constant, mais il espère en obtenir de meilleurs encore, en donnant à n une valeur différente. Ce sujet sera traité dans un second Mémoire. E. Bouty.

J. MIELBERG. — La déclinaison de l'aiguille aimantée à Iekaterinbourg, Barnaoul et Nertchinsk (Sibérie); *Repertorium für Meteorologie.* Band V, Heft 1, Saint-Pétersbourg, 1876.

Dans ce travail important, l'auteur résume et discute toutes les observations de la déclinaison de l'aiguille aimantée qui ont été faites en Sibérie, à Iekaterinbourg, Barnaoul et Nertchinsk, c'est-à-dire dans une région des plus intéressantes, tant à cause de sa distance que de la grande différence qui existe entre son climat et le nôtre.

Les observations ont été faites :

A Iekaterinbourg, de décembre 1836 jusqu'à ce jour; la discussion s'arrête à 1871, et il n'y a eu que peu d'interruptions dans cette longue période de 34 ans.

A Barnaoul, les observations ont commencé en janvier 1838 et se sont poursuivies sans interruption de plus de quelques jours. Il en est de même pour Nertchinsk, où les observations remontent à janvier 1840.

La plupart de ces observations ont été publiées soit dans l'*Annuaire magnétique et météorologique* de Küpffer, soit dans les *Annales de l'Observatoire physique central de Russie,* mais se trouvaient dispersées et difficilement comparables. Non-seulement, en effet, les observations n'avaient pas été faites suivant un plan uniforme, mais, dans une même localité, les heures d'observation avaient fréquemment changé; de plus, on ne faisait généralement dans ces stations que des observations de variation. Les déterminations de la déclinaison absolue ont été faites à intervalles variables, notamment par MM. Reinke, Fritche et Rikatcheff.

La discussion de M. J. Mielberg présentait donc une utilité incontestable et certaines difficultés. Le principe général qui a guidé l'auteur est le suivant :

La variation diurne de la déclinaison étant un phénomène périodique, on peut lui appliquer la formule de Bessel

$$y = u_0 + u_1 \sin\left(U_1 + 2\varpi\frac{x}{K}\right) + u_2 \sin\left(U_2 + 4\pi\frac{x}{K}\right) + \ldots,$$

où y représente la valeur, au temps x, du phénomène dont la pé-

riode est K; u_0, u_1, u_2, ..., U_1, U_2, ... sont des constantes que l'on pourra déterminer par la méthode des moindres carrés, par exemple; dans le cas présent, le calcul était d'autant plus légitime que l'on disposait d'un nombre considérable d'observations.

M. J. Mielberg donne pour chaque mois de l'année et pour chacune des stations les formules d'interpolation qu'il a fait calculer d'après le principe indiqué plus haut; elles sont à quatre termes (le premier, u_0, est nul) : il y avait donc à déterminer huit coefficients, u_1, u_2, u_3, u_4, U_1, U_2, U_3, U_4. Les formules sont, en général, assez convergentes; cependant le terme u_4 est encore, le plus souvent, de l'ordre des dixièmes de minute d'arc.

Pour faciliter toutes les comparaisons, l'auteur a fait calculer des tableaux très-étendus qui donnent, à chaque instant, la déclinaison absolue et la moyenne variation diurne pour chacune des stations, et pour chaque heure de chaque mois, année par année. Ces tableaux comprennent toutes les années de 1836 à 1870 pour Iekaterinbourg, de 1838 à 1873 pour Barnaoul, et de 1840 à 1864 pour Nertchinsk.

Nous extrayons de ces tableaux les nombres suivants, pris, de trois en trois mois seulement, et de trois en trois heures, en partant de 2 heures, car c'est dans cette série trihoraire (2, 5, 8, 11 heures) que se trouvent les maxima et minima diurnes (2 heures du soir et 8 heures du matin).

Variation diurne normale à Iekaterinbourg.

	2 h.m.	5 h.m.	8 h.m.	11 h.m.	2 h.s.	5 h.s.	8 h.s.	11 h.s.
Mars........	−0′,61	−0′,31	−2′,93	−0′,83	+4′,87	+1′,63	−0′,41	−1′,44
Juin.........	−1,28	−3,94	−5,68	−0,46	+6,88	+3,92	+0,48	+0,08
Septembre...	−0,91	−1,55	−3,59	+0,65	+5,23	+1,43	−0,37	−0,89
Décembre....	−0,81	+0,45	+0,56	+0,79	+1,37	+0,19	−0,96	−1,59
Année entière.	−0,97	−1,32	−2,88	−0,03	+4,57	+1,84	−0,24	−0,79

Variation diurne de la déclinaison à Barnaoul.

	2 h.m.	5 h.m.	8 h.m.	11 h.m.	2 h.s.	5 h.s.	8 h.s.	11 h.s.
Mars........	−0′,50	+0′,08	−2′,64	−1′,32	+3′,92	+1′,16	+0′,02	−0′,72
Juin.........	−0,93	−2,85	−5,29	−0,46	+5,59	+3,05	+0,51	+0,38
Septembre...	−0,50	−1,09	−3,25	+0,14	+3,86	+1,15	−0,03	−0,28
Décembre....	−0,60	+0,47	+0,52	+0,41	+0,98	−0,15	−0,66	−1,07
Année entière.	−0,65	−0,91	−2,62	−0,28	+3,55	+1,39	»	−0,48

Variation diurne de la déclinaison à Nertchinsk.

	2 h.m.	5 h.m.	8 h.m.	11 h.m.	2 h.s.	5 h.s.	8 h.s.	11 h.s.
	′	′	′	′	′	′	′	′
Mars........	−1,11	−0,16	−2,69	−0,82	+4,01	+1,40	+0,03	−0,66
Juin.........	−0,86	−3,03	−5,04	+0,43	+5,58	+2,67	−0,04	+0,29
Septembre...	−1,24	−1,42	−2,57	+1,50	+3,76	+0,80	−0,19	−0,64
Décembre....	−0,61	»	+0,45	+0,49	+0,99	−0,16	−0,35	−0,81
Année entière.	−0,96	−1,20	−2,47	−0,36	+3,60	+1,20	−0,09	−0,44

Dans ces trois tableaux, le signe + indique un mouvement de l'aiguille vers l'ouest, le signe — vers l'est.

La marche de l'aiguille aimantée est analogue dans les trois stations : il y a un minimum absolu vers 8 heures du matin, et un maximum absolu vers 2 heures du soir. Il y a, de plus, un autre maximum et un autre minimum relatifs, mais dont l'heure varie avec les saisons. Le maximum relatif a lieu, dans les trois stations, vers 6 heures du matin en hiver, 4 heures du matin en mars et avril, 9 heures du soir en mai, juin, juillet et août, 3 heures du matin en septembre, et 6 heures du matin en octobre et novembre. Quant au deuxième maximum, il est un peu moins variable, mais ne se produit plus à la même époque dans les trois stations. A Iekaterinbourg il varie entre 8 heures du soir et minuit; à Barnaoul, entre 8 heures du soir et $1^h 30^m$ du matin; à Nertchinsk, entre $7^h 30^m$ et 3 heures du matin.

Le Mémoire de M. J. Mielberg se termine par l'étude des variations annuelles et séculaires de la déclinaison dans les trois stations indiquées. La méthode employée est toujours la même, mais on a pu tirer parti d'observations bien plus anciennes que celles qui avaient servi à déterminer la loi de la variation diurne. C'est ainsi que, pour la variation séculaire, on possède une observation faite à Iekaterinbourg par l'abbé Chappe, le 15 septembre 1761, lors de l'expédition pour le passage de Vénus de 1761 ([1]).

La loi des variations annuelles ne semble bien établie que pour Iekaterinbourg. Pour les deux autres stations, la variation change de signe d'un mois à l'autre; la période considérée est donc insuf-

([1]) On sait que l'abbé Chappe a observé ce passage à Tobolsk.

fisante, ou bien les observations présentent quelque cause d'erreur.

Nous donnons ici le tableau de la variation annuelle pour Iekaterinbourg, c'est-à-dire l'écart des moyennes de chaque mois à celles de l'année entière.

Variation annuelle de la déclinaison à Iekaterinbourg.

Janvier.	−0′,08	Avril.	+0′,19	Juillet....	+1′,34	Octobre. .	−1′,08
Février.	−0,87	Mai. .	+1,03	Aout.....	+0,60	Novembre.	−0,45
Mars...	−0,73	Juin .	+1,80	Septembre	−1,34	Décembre.	−0,42

Quant à la variation séculaire, on la déduira facilement du tableau suivant :

Déclinaison magnétique absolue à

Iekaterinbourg.		Barnaoul.		Nertchinsk.	
	° ′		° ′		° ′
15 sept. 1761 (1).	−0,50				
1805 (2)	−5,27	28 sept. 1829 (4).	−7,25	4 mai 1832.	+4,6
3 sept. 1828 (3).	−6,27	1843,5	−8,31	1843,5	+3,49
1843,0	−6,49	1848,0	−8,46	1848,5	+4,00
1848,0	−7,15	1853,0	−8,54	1853,0	+4,6
1853,0	−7,37	1858,0	−9,5	1858,0	+4,10
1858,0	−7,51	1863,0	−9,28	1862,5	+4,23
1863,0	−8,11	1868,0	−9,41		
1868,0	−8,33	1872,0	−9,51		

Dans ce tableau, nous avons omis une détermination faite à Iekaterinbourg le 1er septembre 1828, par Ermann (5), et qui avait donné une détermination de −7° 23′, nombre qui diffère notablement de celui de Hansteen, et qui ne rentre pas dans la marche séculaire de la déclinaison. (Le signe + désigne toujours une déclinaison occidentale.)

Tels sont les principaux résultats du Mémoire de M. Mielberg. Ils sont surtout intéressants en ce qui concerne la variation diurne

(1) D'après Chappe, *voir* HANSTEEN, *Untersuchungen über den Magnetismus der Erde.*
(2) D'après Schubert, id. id. id.
(3) HANSTEEN, *Resultate magnetischer Beobachtungen.*
(4) HANSTEEN, id. id.
(5) ERMANN, *Reise um die Erde.*

de la déclinaison. Ils montrent en effet que cette variation est aussi grande que dans les régions tropicales, sinon plus grande, même en été. De plus ils accusent une différence considérable entre la variation diurne d'été et celle d'hiver, différence qui correspond certainement à celle de la température dans ces deux mêmes saisons. C'est par l'étude du magnétisme dans ces régions septentrionales que l'on pourra peut-être un jour parvenir à démêler la cause des variations diurnes et annuelles ([1]).

ALFRED ANGOT.

IL NUOVO CIMENTO.

2e SÉRIE, TOME XV; 1876.

A. RIGHI. — Sur la pénétration des charges électriques dans les mauvais conducteurs fixes et mobiles, avec applications à la théorie des condensateurs, de l'électrophore et des machines à induction, p. 5-34 et 97-116.

C'est la suite d'un autre Mémoire, dont le titre indique suffisamment l'objet, et qu'il est impossible de résumer d'une façon sûre. Nous ne pouvons que renvoyer à l'original.

F. ROSSETTI. — Sur la disparition du gaz tonnant produit par l'électrolyse de l'eau, p. 85-93.

Le gaz tonnant, enfermé dans des vases clos, se conserve indéfiniment lorsqu'il est asséché et en contact avec le mercure, et disparaît, au contraire, peu à peu lorsqu'il est humide ou en contact avec l'eau. M. Luvini a attribué cette disparition à un phénomène de dissolution suivie de diffusion; M. Rossetti prouve assez bien que cette interprétation est inexacte, et que la disparition du gaz de la pile peut avoir lieu dans des conditions où la diffusion ne

---

([1]) Je crois bon de rappeler, en terminant, la position géographique des trois stations indiquées plus haut :

	Latitude.	Longitude.	
Iekaterinbourg..	56°49′ N.	60°35′ E.	de Greenwich.
Barnaoul.......	53°20′ N.	83°47′ E.	»
Nertchinsk.....	51°19′ N.	119°44′ E.	»

semble intervenir que dans des proportions très-restreintes; mais il ne réussit pas à démontrer, comme il voudrait le faire, que le phénomène est dû à une recombinaison lente des deux gaz dissous dans l'eau. La disparition devrait, en effet, être alors d'autant plus rapide qu'il y a plus d'eau en présence, et c'est le contraire qui arrive dans quelques expériences de M. Rossetti. Aussi, dans des flacons bouchés à l'émeri et abouchés dans l'eau, le gaz disparaît plus vite que dans des éprouvettes simplement renversées sur la cuve à eau. Dans des bouteilles à moitié pleines d'eau, la disparition n'est pas beaucoup plus rapide que dans des bouteilles ne renfermant presque que du gaz. Il est évident qu'il est intervenu des phénomènes de diffusion entre le gaz tonnant et les gaz dissous dans l'eau, et que la dissolution du premier a pu en être retardée. Il serait certainement utile d'éliminer, en opérant sur de l'eau bouillie, l'influence de cette cause perturbatrice. Je montrerai bientôt que les moindres impuretés peuvent modifier beaucoup la vitesse de dissolution d'un gaz dans un liquide.

N. VLACOVICH. — Théorie et disposition pratique de certains couples, p. 93-96 et 117-131.

Il s'agit surtout, dans ce travail, de la pile Leclanché.

A. RIGHI. — Sur l'action des corps mauvais conducteurs dans les expériences relatives à l'électricité de contact et dans les couples voltaïques, p. 131-158.

Le *Journal de Physique* a déjà publié l'extrait d'un travail de M. A. Righi, dans lequel l'auteur montrait comment on pouvait déduire les lois des forces électromotrices des piles de la loi de Volta, relative aux forces électromotrices de contact entre métaux différents. Une grande partie du Mémoire nouveau est destinée à réfuter les objections soulevées contre l'existence de cette électricité de contact. Nous n'entrerons pas dans les détails de la discussion soulevée à ce sujet, d'abord parce que ce serait long, ensuite parce que nous estimons que cette question n'est pas mûre pour une solution définitive. Les physiciens sont partagés là-dessus en deux camps, dans chacun desquels se trouvent de très-bons esprits; il n'y a pas d'expérience vraiment convaincante qui puisse décider en faveur

des uns ou des autres, et il semble qu'il ne puisse pas y en avoir, tant qu'on ne sera pas mieux renseigné sur la nature et la puissance des phénomènes qui se produisent à la surface des corps.

Néanmoins, dans les objections à la théorie de Volta, on a souvent fait jouer un rôle important à l'influence du milieu isolant, interposé entre les plateaux fréquemment employés pour jouer le rôle de condensateurs. En étudiant de près cette influence, M. Righi est arrivé à quelques résultats dignes d'intérêt.

En immergeant deux plaques de métaux différents dans un liquide mauvais conducteur, tel que la benzine, l'essence de térébenthine, la stéarine et la gomme laque fondues, on constitue une espèce de couple voltaïque, et en unissant les pôles aux secteurs opposés d'un électromètre de Thomson, on peut mesurer la différence de potentiel ou la force électromotrice.

On trouve que cette force diminue lorsqu'on augmente la distance des plaques, ou qu'on diminue leur portion plongée, en les retirant plus ou moins du liquide qui les baigne. Elle dépend donc de la résistance intérieure du couple, et diminue lorsque cette résistance augmente.

Elle diminueaus si lorsque la température s'abaisse; et, lorsque le liquide interposé se solidifie, elle se réduit à zéro pour la stéarine et la gomme laque.

Entre une lame de platine et une lame de zinc de 60^{cq}, plongées dans le pétrole et maintenues à une distance de 3^{mm}, la différence de potentiel était à peu près égale à celle que donnait un couple zinc-eau distillée-platine. On a donc, jusqu'à un certain point, le droit d'assimiler deux lames ou deux plateaux de métaux différents, séparés entre eux par une couche d'un corps mauvais conducteur, tel qu'une couche d'air, à un couple voltaïque formé de deux métaux et de la substance interposée. Beaucoup d'expériences trouveraient peut-être là une explication naturelle, si d'autres semblent se refuser à cette interprétation.

On ne peut attribuer ces résultats ni à des phénomènes de polarisation, ni à ce que l'opérateur n'a peut-être pas, dans le cas de l'augmentation de la résistance avec la diminution de la force électromotrice, attendu assez longtemps pour laisser s'établir la valeur finale de la différence de potentiel. On n'obtient, en effet, aucun changement en prolongeant la durée de l'expérience, et

voici d'ailleurs une manière de la disposer qui la met à l'abri de toute fausse interprétation.

Deux cuvettes parallélépipédiques de verre, placées l'une à la suite de l'autre et renfermant du pétrole, reçoivent à leurs extrémités opposées deux lames de platine, immergées de 40^{cq} et communiquant, au moyen d'un commutateur, avec les secteurs d'un électromètre. Une lame de zinc, recourbée deux fois, sert de pont entre les deux cuvettes, et sa longueur est telle qu'on peut leur faire parcourir toute la longueur des deux cuvettes, l'une de ses extrémités se rapprochant de l'une des lames de platine, pendant que l'autre extrémité s'éloigne de l'autre lame. On a ainsi deux couples opposés qui, lorsqu'ils sont identiques, ont une force électromotrice nulle. Cela arrive lorsque la lame de zinc est à peu près à la même distance des deux lames de platine : à partir de cette position, lorsqu'on la fait mouvoir dans un sens ou dans l'autre, les déviations dans l'électromètre se font en sens inverse, tout comme si, laissant la lame de zinc fixe, on intervertissait les communications.

P. PACI. — Nouvelle expression de la densité électrique sur un point d'un ellipsoïde conducteur électrisé, p. 168-174.

Cette expression est

$$\rho = \frac{E}{4\pi\sqrt{abc}} \frac{1}{\sqrt[4]{RR_1}},$$

où E est la charge, a, b, c les axes, R, R_1 les rayons de courbure.

TOSCANI. — Sur les vibrations longitudinales acoustiques provoquées par le frottement dans les liquides, p. 233-255.

Il s'agit des sons, déjà observés par Savart, que produisent les jets liquides, à travers des orifices étroits.

TOME XVI.

R. FELICI. — Expériences sur l'action exercée, par un corps diélectrique en mouvement, sur un corps électrisé, p. 73-74.

Une plaque de verre horizontale tourne autour d'un axe vertical,

au-dessous du secteur en forme de 8 d'un électromètre Thomson, et l'entraîne, en imprimant au fil d'argent qui le soutient une torsion plus ou moins faible, lorsque ce secteur est faiblement électrisé. E. DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XI. — Mai 1877.

J.-M. GAUGAIN. — *Mémoire sur la distribution du magnétisme dans les électro-aimants*, p. 5.

BERTIN et GARBE. — *Mémoire sur la cause du mouvement du radiomètre*, p. 45.

J.-L. SORET. — *Spectroscope à oculaire fluorescent*, p. 72.

W. THOMSON. — *Électricité atmosphérique*, p. 86.

FRANTZ. — *Sur l'anatomie et la physiologie de la rétine*, p. 106.

W. KUHNE. — *Divers travaux sur la photochimie de la rétine*, 111.

Annales de Poggendorff.

Tome CLX. — N° 4. — Année 1877.

P. GLATZEL. — *Nouvelles recherches sur la dilatation des corps par la chaleur*, p. 497.

F. ZÖLLNER. — *Sur les objections de Clausius, relatives à la loi de Weber*, p. 514.

TH. PETRUSCHEFFSKY. — *Sur l'aimantation normale*, p. 537.

W. HOLTZ. — *Sur la stratification de la lumière électrique dans les tubes de Geissler, quand le circuit contient une flamme ou certaines résistances*, p. 555.

G. QUINCKE. — *Cohésion des dissolutions salines*, p. 560.

P. RIESS. — *Production d'électricité par le frottement de glissement*, p. 588.

F. ZÖLLNER. — *Induction unipolaire d'un solénoïde*, p. 604.

E. EDLUND. — *Remarques relatives au Mémoire du professeur C. Neumann, sur le nombre des matières électriques*, p. 617.

L. HERMANN. — *Éclaircissement sur les remarques du Dr Hugo Krüss*, p. 623.

Nouvelle série. — Publiée par M. G. Wiedemann.

Tome I. — Premier fascicule. — N° 5. — Année 1877.

H. KNOBLAUCH. — *Réflexion de la chaleur par les métaux*, p. 1.

R. CLAUSIUS. — *Développement des forces électromotrices et pondéro-*

motrices, qui existent entre des courants et des conducteurs linéaires, d'après la loi fondamentale électrodynamique, p. 14.

A.-H. Pareau. — *Tensions de vapeur correspondant à la dissociation des sels qui contiennent de l'eau de cristallisation*, p. 39.

A. Winkelmann. — *Coefficient de température de la conductibilité calorifique de l'air et de l'hydrogène*, p. 63.

H. Herwig. — *Mouvement du mercure électrisé dans des vases de verre*, p. 73.

F. Braun. — *Déviation de la loi de Ohm dans les corps à conductibilité métallique*, p. 95.

E. Riecke. — *Théorie de l'induction unipolaire et des recherches de Plücker*, p. 110.

C. Pape. — *Conductibilité calorifique du sulfate de cuivre*, p. 126.

L. Lommel. — *Remarques sur la polarisation de la lumière de l'arc-en-ciel*, p. 147.

E. Gerland. — *Histoire de la découverte de l'aréomètre*, p. 150.

R. Clausius. — *Remarque et addition*, p. 160.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome III. — Juin 1877.

W.-M. Hicks. — *Quelques effets de la dissociation sur les propriétés physiques des gaz*, p. 401.

H.-M. Bosanquet. — *Notes sur la théorie du son*, p. 418.

J. Rushton Harrison. — *Recherches expérimentales sur la diathermancie du sel gemme*, p. 424.

E. Edlund. — *Phénomènes thermiques de la pile, et forces électromotrices*, p. 428.

S. Tolver Preston. — *Mode de propagation du son, et condition physique déterminant sa vitesse d'après la théorie cinétique des gaz*, p. 441.

Lord Rayleigh. — *Observations acoustiques*, p. 456.

5e série. — Tome III. — Juin 1877. — Supplément.

R. Börnstein. — *Influence de la lumière sur la résistance électrique des métaux*, p. 481.

E. Edlund. — *Phénomènes thermiques de la pile, et forces électromotrices*, p. 501.

R.-E. Baynes. — *Notes sur les tensions maximum de la vapeur, en présence de l'eau liquide et de la glace*, p. 512.

O.-J. Lodge. — *Modification de la méthode de Mance, pour mesurer la résistance d'une pile*, p. 515.

RECHERCHES SUR LA PHOTOGRAPHIE;

PAR M. A. ANGOT.

On sait depuis longtemps que l'image photographique d'un objet lumineux est dilatée aux dépens des parties obscures ou du champ lui-même, et cela d'autant plus que l'objet est plus vivement éclairé. Pendant longtemps, on s'est borné à attribuer cet effet à un *cheminement* de proche en proche de l'action chimique, sans plus l'étudier. Les applications que l'on tente actuellement de faire de la Photographie aux mesures de précision, notamment à celles que demande l'Astronomie, rendaient nécessaire l'étude approfondie de ce phénomène.

Le travail qui suit a été effectué dans les caves de l'École Normale supérieure. Grâce à la bienveillance de M. H. Sainte-Claire Deville, j'ai pu mettre à profit toutes les ressources de son laboratoire, et m'installer dans une cave de 90^m de longueur en ligne droite, à côté des appareils qui servaient à la même époque à M. André pour son étude de la diffraction dans les instruments d'Optique.

I. — *Marche des expériences.*

Les images photographiques ont été obtenues sans grossissement, au foyer d'une lunette que la Commission du passage de Vénus a bien voulu mettre à ma disposition, et qui m'avait servi à l'observation même du passage à Nouméa (Nouvelle-Calédonie). L'objectif, de $0^m,13$ d'ouverture, achromatisé par l'écartement des deux lentilles qui le composent, a $3^m,80$ de distance focale. Une longueur de $\frac{1}{100}$ de millimètre, mesurée sur les épreuves photographiques, correspond ainsi à un angle de $0'',109$.

Les épreuves ont été mesurées avec une des machines construites par MM. Brünner, pour la Commission du passage de Vénus, et qui permettent d'évaluer rapidement et avec certitude le $\frac{1}{100}$ de millimètre, quantité bien suffisante pour mes recherches.

L'objet photographié, disposé à environ 87^m de l'objectif, est une source lumineuse formée de deux rectangles égaux séparés

par un intervalle obscur. Ces rectangles sont découpés dans une lame métallique que l'on applique sur une plaque de verre dépoli, éclairée par derrière avec une lampe Drummond ou la lumière électrique. On réalise ainsi un éclairement uniforme de l'objet photographié, condition absolument indispensable.

Avec cette disposition on peut obtenir facilement, non-seulement le fait de l'augmentation des images, mais la mesure de cette augmentation en valeur absolue. L'augmentation de dimensions de chaque rectangle lumineux est, en effet, forcément égale à la diminution de l'intervalle obscur compris entre eux : la somme de ces deux quantités est donc constante et égale à ce qu'elle serait si l'image se formait seulement d'après les lois de l'Optique géométrique. On connaît de plus, par la mesure directe de l'objet photographié, le rapport des intervalles obscur et lumineux. Possédant leur somme et leur rapport, on calcule facilement leurs valeurs pour l'image géométrique : la comparaison avec celles que fournit la mesure directe des épreuves donne, dans chaque cas, et en valeur absolue, l'augmentation des dimensions de l'image ; en outre, la constance de la somme des intervalles obscur et lumineux donne un excellent moyen d'apprécier le degré de précision des expériences.

Pour permettre de juger cette précision, je citerai seulement ici les résultats suivants des mesures de sept images obtenues successivement sur une même plaque daguerrienne, et pour lesquelles on n'a fait varier que la durée d'exposition à la lumière :

	Largeur (en $\frac{1}{100}$ de millimètre)		
Durée de pose.	du rectangle lumineux.	de l'intervalle obscur.	Somme.
10 secondes...	593,5	192,6	786,1
30 » ...	618,5	168,6	787,1
40 » ...	624,0	163,6	787,6
1 minute....	632,6	155,2	787,8
2 »	645,7	141,4	787,1
4 »	656,4	130,0	786,4
7 »	673,8	113,4	787,2

On voit que l'erreur moyenne sur la somme, qui devrait être constante, ne dépasse pas $0^{mm},001$ ($0'',05$). Dans ce qui suit, nous

nous bornerons à indiquer l'excès de l'image sur l'image géométrique, calculée comme nous l'avons indiqué plus haut.

II. — *Résultats.*

Les expériences ont montré que la dimension des images varie : 1° avec l'intensité de la lumière ; 2° avec la durée de pose ; 3° avec la sensibilité de la plaque ; 4° avec le diamètre de l'objectif ; 5° avec l'état chimique de la plaque, les phénomènes étant différents si la plaque a vu ou non le jour avant de recevoir l'impression photographique.

1° *Influence de l'intensité.* — Toutes choses restant égales, l'image augmente à mesure que l'on fait croître l'intensité de la lumière ; l'image obtenue est généralement plus grande que l'image géométrique (en supposant un objet lumineux sur fond obscur) ; mais, pour une intensité assez faible, on peut obtenir une image *plus petite* que l'image géométrique. Le phénomène change de sens si l'on considère l'image d'un objet obscur sur champ lumineux.

Je citerai seulement, comme exemple, l'expérience suivante qui donne l'excès de l'image obtenue sur l'image géométrique calculée, pour des intensités variant de 1 à 38 :

Plaque daguerrienne (durée de pose, une minute).

Intensité de la source lumineuse.	Excès de l'image sur l'image géométrique en $\frac{1}{100}$ de millimètre.	Excès de l'image sur l'image géométrique en secondes d'arc.
1	116,1	12,66
$\frac{1}{4}$	81,0	8,84
$\frac{1}{9}$	41,5	4,52
$\frac{1}{9,5}$	39,2	4,27
$\frac{1}{38}$	— 22,4	— 2,44

Le signe — devant le dernier nombre indique que l'image obtenue est plus petite que l'image géométrique.

2° *Influence de la durée de pose.* — La durée de pose a une influence de même ordre que l'intensité : l'image obtenue croît avec elle. J'ai cité plus haut un exemple de cette influence. Le ré-

sultat général est qu'il n'y a pas de proportionnalité entre la durée de pose et l'intensité, les effets de la durée de pose étant beaucoup moins grands que ceux de cette dernière. Un temps de pose 1 avec une intensité 2 produit, par exemple, un effet plus grand qu'un temps de pose 2 avec une intensité 1.

3° *Influence de la sensibilité de la plaque.* — Pour une même durée de pose et une même intensité lumineuse, les phénomènes croissent avec la sensibilité de la plaque, sans qu'il soit cependant possible de donner une loi numérique, la sensibilité n'étant pas définie rigoureusement. Mes expériences permettent au contraire de déterminer la sensibilité en la mesurant, par exemple, par l'inverse de l'intensité lumineuse qui donnera, avec une durée de pose d'une seconde, une image égale à l'image géométrique.

4° *Influence du diamètre de l'objectif.* — Pour vérifier la loi de l'ouverture de l'objectif, j'ai réduit celui-ci à moitié, mais en quadruplant alors l'intensité de la lumière, de façon que l'éclat de l'image fût constant, la durée de pose étant alors la même dans les deux cas.

Je ne rapporterai, pour ne pas allonger inutilement, que deux expériences :

Excès de l'image obtenue sur l'image géométrique en $\frac{1}{100}$ de millimètre.

Première expérience...	Ouverture 1......	27,0
	Ouverture $\frac{1}{2}$......	43,0
Deuxième expérience..	Ouverture 1......	50,2
	Ouverture $\frac{1}{2}$......	72,0

L'image augmente donc quand l'ouverture de l'objectif diminue.

5° *Influence de l'exposition antérieure à la lumière.* — J'ai exposé à la lumière diffuse une moitié de chaque plaque, et j'ai fait ensuite sur les deux moitiés une série d'épreuves avec la même durée de pose et la même intensité, de façon que toutes les conditions fussent identiques de part et d'autre, sauf l'exposition antérieure à la lumière. L'expérience a montré constamment que l'image obtenue sur la moitié intacte était plus grande que sur celle qui avait préalablement été impressionnée par la lumière diffuse. Je citerai seulement les nombres suivants :

1° *Plaque daguerrienne iodée et bromée.*

Durée de pose.	Largeur de l'image dans la partie exposée antérieurement à la lumière.	Largeur de l'image dans la partie non exposée.
30 secondes....	514,9	535,6
1 minute.....	537,3	560,4
4 minutes....	563,0	581,5

2° *Plaque sur collodion sec.*

	Durée de pose.	Largeur de l'image dans la partie exposée antérieurement à la lumière.	Largeur de l'image dans la partie non exposée.
Intensité 1	1 minute....	584,5	622,7
	2 minutes...	620,5	641,0
Intensité d'environ $\frac{1}{4}$	1 minute....	516,5	558,0
	2 minutes...	558,5	579,0

III. — *Explication des résultats obtenus.*

La première hypothèse que l'on ait invoquée pour expliquer ces faits était d'admettre un *cheminement* de proche en proche de l'action chimique; mais il est facile de voir que telle ne saurait être la cause de l'agrandissement observé généralement. Tout d'abord, cette hypothèse ne saurait rendre compte de ce fait, qu'avec une faible intensité ou une courte durée de pose on obtient des images plus petites que l'image géométrique. De plus, s'il y avait un cheminement, il devait être plus grand sur une plaque ayant déjà subi l'action de la lumière diffuse que sur une autre non altérée, et nous avons vu que l'expérience donnait un résultat précisément contraire. Enfin, en augmentant la durée de pose, on devrait accroître le cheminement, en lui donnant plus de temps pour se produire : une durée de pose 2 avec une intensité 1 donnerait une image plus grande qu'une durée de pose 1 avec une intensité 2, fait contredit par l'expérience. Il faut donc abandonner cette hypothèse.

La théorie des phénomènes lumineux donne, au contraire, une

explication fort simple de tous les phénomènes observés, en admettant seulement, ce qui semble du reste évident, qu'une plaque de sensibilité donnée ne peut être impressionnée, pendant un même temps, que par des lumières possédant une intensité supérieure à une intensité donnée, qui définira justement la sensibilité de la plaque, si l'on peut mesurer en valeur absolue l'intensité limite qui donne une impression pendant l'unité de temps.

L'étude de la diffraction au foyer des lentilles, faite par Schwerd (*Beugungserscheinungen*), simplifiée et étendue par M. André [*Étude de la diffraction dans les instruments d'optique* (*Annales de l'École Normale supérieure,* 1876, t. V, p. 275)], conduit aux résultats suivants : l'intensité lumineuse n'est pas constante en dedans même de l'image géométrique : elle décroît près des bords, et, au bord même, elle n'est que la moitié de ce qu'elle est au centre. En dehors de l'image géométrique on trouve encore de la lumière dont l'intensité décroît progressivement en tendant vers zéro.

Si l'on considère un objectif parfait, rigoureusement aplanétique, la largeur de cette zone de diffraction varie en raison inverse de l'ouverture de l'objectif.

L'aberration produit des phénomènes analogues qui se superposent aux précédents et augmentent considérablement l'étendue de la zone diffractée, sans cependant changer le sens général du phénomène. Quand on réduit l'objectif, on a toutefois à tenir compte de deux effets inverses : celui de la diffraction qui augmente et celui de l'aberration qui diminue en même temps que décroît l'ouverture de l'objectif.

Ces lois suffisent à expliquer tous les faits observés. Quand on augmente l'intensité de la source, l'intensité croît proportionnellement en chacun des points de la zone diffractée, et la plaque photographique, qui reste sensible pour une intensité absolue déterminée, donne des images de plus en plus grandes. Si, au contraire, l'intensité décroît assez pour que, dans le temps considéré, la plaque ne soit plus sensible à la moitié de l'intensité au centre de la plaque, on aura des images plus petites que l'image géométrique.

Au lieu de faire varier l'intensité, on peut faire intervenir la durée de pose : on aura alors des effets analogues à ceux que

donnait la variation de l'intensité, mais moins rapides. En augmentant l'exposition, on rend en effet la plaque sensible à des lumières de plus en plus faibles, mais cette sensibilité tend rapidement vers une certaine limite, car l'expérience semble prouver que toute ntensité qui tombe au-dessous d'une certaine valeur, variable avec la sensibilité de la plaque, ne peut plus produire d'impression même pendant un temps infiniment grand.

L'influence de l'ouverture de l'objectif est également manifeste : la zone diffractée augmente quand l'ouverture de l'objectif diminue, et exactement en raison inverse de celle-ci. L'expérience a montré cette augmentation, mais un peu moins rapide que ne le veut la théorie; en effet, en même temps que la diminution de l'ouverture produit une augmentation de la zone diffractée, elle diminue notablement l'effet de l'aberration.

Enfin, quand on soumet à la lumière diffuse la plaque sensible avant d'y imprimer l'image, celle-ci vient se faire sur un champ déjà éclairé, et cet éclairement général masque une partie de l'agrandissement diffractionnel.

En résumé, les faits observés sont en parfait accord avec la théorie. La dimension des images photographiques varie avec toutes les conditions de l'expérience; mais, pour expliquer ces variations, il suffit d'avoir recours aux théories ordinaires de l'Optique, et non à l'hypothèse d'un cheminement mystérieux des actions chimiques.

Cette variation du diamètre des images est inévitable dans la pratique. Pour la rendre très-faible, il faudra s'assurer que l'objectif employé est aplanétique, c'est-à-dire dépourvu, autant que possible, d'aberrations de sphéricité et de réfrangibilité.

On n'aura plus alors à tenir compte que des variations dues à la diffraction, que l'on atténuera en employant des objectifs de grande ouverture. Nous avons vu, en effet, que l'étendue de la zone diffractée variait en raison inverse du diamètre de l'objectif, supposé aplanétique.

C'est en employant un objectif sans aberration sensible, et de 15 pouces d'ouverture ($0^{m},38$), que M. Rutherfurd, par exemple, est parvenu à obtenir ces magnifiques photographies de la Lune que tout le monde connaît.

RAPPORT SUR LES MACHINES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES GRAMME

(PRÉSENTÉES A L'EXPOSITION DE PHILADELPHIE);

PAR M. W. THOMSON.

Plusieurs spécimens des machines bien connues de Gramme sans aimant d'acier forment cette collection; quelques-uns des appareils exposés ont fonctionné et produit de la lumière électrique.

Les particularités fondamentales de la machine Gramme méritent les plus vifs éloges; la disposition excellente et très-originale des bobines mobiles enroulées sur un anneau de fer doux, entre les pôles d'un aimant, permet d'obtenir non-seulement une force électromotrice et une résistance presque parfaitement uniformes, mais aussi, je crois, une grande économie électrodynamique.

Les machines Gramme de cette collection sont intéressantes aussi comme exemple de la méthode introduite pour la première fois, je crois, par Siemens, et consistant à alimenter le magnétisme inducteur par le courant induit. Si l'on considère une telle machine avec son circuit complet, et que son fer soit dépourvu de tout magnétisme rémanent, si de plus elle n'est influencée par aucune action magnétique extérieure, pas même celle de la Terre, on peut la faire tourner avec une vitesse quelconque, aussi grande que l'on voudra, sans produire aucun courant électrique ni aucune aimantation. A moins que la vitesse ne dépasse une certaine limite, ce repos électrique et cette neutralité magnétique constituent un état d'équilibre stable; mais, si la vitesse dépasse une certaine limite, qui dans la machine de Gramme, ou dans la machine de Siemens, est bien inférieure aux vitesses qu'on donne pratiquement à l'appareil, l'état de repos électrique et de neutralité magnétique constitue un équilibre instable. Une aimantation infiniment petite du fer produite sous l'influence de la moindre action magnétique extérieure, ou un courant d'une faiblesse extrême développé dans le circuit par une force électromotrice quelconque (par exemple celle qui peut être due à des différences de température entre les soudures des différents métaux du circuit) déterminerait immédiatement un courant dans une direction ou dans l'autre, et l'intensité

augmenterait jusqu'à atteindre très-rapidement une limite dépendant de la vitesse de rotation.

La force électromotrice induite par le mouvement peut s'exprimer par la formule suivante :

$$N(M + CY),$$

dans laquelle N désigne le nombre de tours dans l'unité de temps, M une quantité dépendant de l'aimantation du fer, C une constante dépendant de la forme et de la dimension des bobines, et Y l'intensité du courant qui traverse actuellement le circuit. Si R est la résistance de ce circuit, nous devrons donc avoir

$$Y = \frac{N(M + CY)}{R}.$$

Supposons maintenant que l'aimantation du fer dépende uniquement de l'action magnétique du courant; en négligeant le magnétisme rémanent, nous avons

$$M = C_1 IY,$$

où C_1 est une constante qui dépend de la machine, I la capacité inductrice magnétique du fer, ou une moyenne de la capacité inductrice magnétique efficace, quand le courant est assez intense (ce qui sera généralement le cas) pour rendre la capacité inductrice inégale dans les différents points. On doit, en général, considérer I comme une quantité variant avec Y, toujours positive, constante (soit I_0) pour de très-petites valeurs de Y, et qui enfin varie comme $\frac{1}{Y}$ quand Y est infiniment grand. Nous voyons ainsi que, pour de très-petites valeurs de Y, il ne peut y avoir équilibre que si $Y = 0$, et l'équilibre est instable, à moins que $N < \frac{R}{C_1 I_0 + C}$. Quand $N > \frac{R}{C_1 I_0 + C}$, le courant part d'une valeur très-petite, dans un sens quelconque, et croît jusqu'à ce que I devienne assez petit pour rendre $N = \frac{R}{C_1 I + C}$.

S'il arrivait que l'on eût $N > \frac{R}{C}$, le courant augmenterait sans limite et les bobines fondraient inévitablement, quelque méthode de refroidissement que l'on puisse employer pour les maintenir

froides; mais, pour les vitesses extrêmes que peut atteindre la machine dans la pratique, on a certainement $N < \frac{R}{C}$, et l'intensité du courant est pratiquement limitée par une réduction modérée de I vers son minimum qui est nul. La loi suivant laquelle l'intensité du courant augmente avec la vitesse de rotation de la machine est un sujet important pour des recherches scientifiques.

En outre de ces relations théoriques très-intéressantes, les machines Gramme exposées ont des applications pratiques à l'électrométallurgie, à l'éclairage des manufactures, des phares et des navires et serviront peut-être aussi, dans l'avenir, à l'éclairage des villes et des maisons d'habitation.

NOTE SUR LES FORCES ATTRACTIVES ET RÉPULSIVES, ET LES ACTIONS DE MILIEU (¹);

PAR M. PAUL TANNERY.

I. Nous nous proposons d'examiner quelques cas particuliers très-simples du problème général : *Déterminer les hypothèses nécessaires pour substituer à des attractions et répulsions, s'exerçant à distance entre des molécules matérielles, l'action d'un milieu s'exerçant par pression sur ces molécules.* Nous admettrons en particulier, dans ces recherches, que les molécules matérielles peuvent être considérées comme des solides invariables, et le milieu comme un fluide tel, que la pression en un point donné y soit indépendante de la direction et qu'elle soit la somme des termes correspondant respectivement à la présence de chacun des solides invariables qui sont plongés dans le milieu. Nous admettrons également que ce milieu fluide est indéfini, et nous n'y considérerons simultanément que deux solides invariables ; enfin nous

---

(¹) *Voir*, pour les développements mathématiques qui n'ont pu trouver place ici, ma Note *Sur la genèse des forces attractives et répulsives*, dans le volume en cours de publication des *Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, t. II (2ᵉ série), 1ᵉʳ Cahier.

supposerons que l'action réciproque de ces deux solides, à remplacer sur chacun d'eux par l'action du milieu, est constamment dirigée suivant la droite qui joint les centres de gravité, indépendamment de toute condition touchant la figure ou la situation des solides.

Examinons les conséquences qui résultent immédiatement de ces hypothèses.

Soient A et B les deux solides invariables, a et b leurs centres de gravité respectifs.

Nous avons admis qu'en chaque point du milieu la pression était la somme de deux termes, l'un correspondant au corps A, l'autre au corps B, et que les pressions sur la surface du corps A, par exemple, se composaient en une résultante unique dirigée suivant ab.

Mais, dans cette composition des pressions sur la surface de A, nous pouvons faire abstraction du terme correspondant à ce corps; car la résultante, pour ce terme, sera constamment nulle, le milieu étant imaginé uniquement pour remplacer les actions extérieures, et ne devant, par suite, produire aucun effet sur un corps supposé unique. Ainsi nous n'avons à considérer que le terme dépendant du corps B.

Mais, comme nous n'avons d'ailleurs aucune condition de figure, nous pouvons supposer ce corps B sphérique autour de son centre de gravité b. Dès lors, par raison de symétrie, le terme exprimant la pression du milieu, correspondant à une distance ρ de ce centre, sera indépendant de la direction dans l'espace, et uniquement fonction de ρ, et du rayon de la sphère B, soit r. Nous pouvons donc le représenter par l'expression $f(\rho, r)$.

Pour le corps A, supposons-le de révolution autour de l'axe ab. Il est clair que, dès lors, la résultante des pressions sur A sera bien dirigée suivant ab, conformément à l'hypothèse. Mais, si nous faisons une supposition différente, si nous admettons simplement, par exemple, que le centre de gravité b ne soit plus situé sur l'axe du corps A, nous serons conduits à une relation où la longueur ab entrera comme déterminée en fonction de r, des paramètres du corps A, et de l'angle que fera la droite ab avec l'axe de révolution de A. Or ce résultat est contradictoire de la généralité de notre hypothèse. Il n'y a point d'ailleurs, comme dans le cas où

l'on appliquerait le même raisonnement aux actions à distance ([1]), d'exception générale correspondant à une forme particulière de la fonction $f(\rho, r)$. Nous sommes donc forcés de considérer le corps A comme étant de révolution autour de tout axe passant par son centre de gravité a, ou, en d'autres termes, notre hypothèse n'est admissible que dans le cas *où les solides invariables dont il s'agit sont tous deux sphériques, et où leurs centres de gravité coïncident avec les centres de figure,* ce que nous admettrons désormais.

II. Soit donc R le rayon de la sphère A, l la distance ab des centres, on calculera facilement la résultante des pressions exercées sur la surface de A,

$$I = \frac{\pi}{l^2}\int_{l-R}^{l+R} (\rho^2 - l^2 - R^2)\rho f(\rho, r)\,d\rho$$

(sens positif ab), et la résultante des pressions exercées sur la surface de B

$$I' = \frac{\pi}{l^2}\int_{l-r}^{l+r} (\rho^2 - l^2 - r^2)\rho F(\rho, R)\,d\rho$$

(sens positif ba), $F(\rho, R)$, $f(\rho, r)$ désignant respectivement les pressions du milieu à la distance ρ du centre de gravité, suivant qu'elles dépendent de la sphère A ou de la sphère B.

Nous allons maintenant introduire l'hypothèse que ces résultantes I et I', comptées en sens opposé l'une de l'autre, sont égales en valeur absolue.

Si nous faisons abstraction de toute condition de grandeur, nous pouvons supposer que les sphères A et B sont égales, ou que

$$R = r.$$

Dans ce cas, on conclura facilement

$$f(\rho, r) = F(\rho, r)$$

([1]) On sait que, si un point matériel b exerce sur les éléments d'un solide A une action proportionnelle à la masse et à la distance, la résultante des actions de b sur A sera constamment dirigée suivant la droite joignant b au centre de gravité de A.

pour toutes les valeurs de ρ et de r; en d'autres termes, *la fonction exprimant la variation de pression du milieu, à partir de la surface d'une sphère invariable isolée, ne dépend que du rayon de cette sphère, et ne peut renfermer aucun autre coefficient particulier, comme serait une densité spéciale, etc.*

Nous considérerons donc désormais comme identiques les fonctions f et F.

III. Si l'on regarde l'égalité des rayons comme existant nécessairement, quelles que soient les sphères considérées, la condition que nous venons de trouver est suffisante pour satisfaire à l'hypothèse introduite en second lieu. Elle ne l'est point, au contraire, si les rayons sont supposés pouvoir différer.

La supposition d'égalité entre l'action et la réaction donne alors la condition que l'expression I ne change pas de valeur quand on y permute R en r et réciproquement.

Cette condition limite singulièrement les formes dont la fonction f est susceptible, surtout si l'on fait application du principe d'homogénéité dans les limites que nous indiquerons tout à l'heure.

Pour le montrer, et sans chercher à résoudre le problème général, nous examinerons le cas où le développement de la fonction $f(l \pm R, r)$ suivant les puissances entières et positives de R est légitime.

Si, pour simplifier, on pose

$$\rho f(\rho, r) = \varphi'''(\rho, r),$$

la dérivation étant supposée faite par rapport à ρ, on trouvera facilement le développement

$$\mathrm{I} = -\frac{4\pi R^3}{l^2}\left\{\frac{2}{1.2.3}[\varphi'''(l,r) - l\varphi^{\text{iv}}(l,r)] + \ldots \right. \\ \left. + \frac{2nR^{2n-2}}{1.2\ldots(2n+1)}[\varphi^{2n+1}(l,r) - l\varphi^{2n+2}(l,r)] + \ldots\right\},$$

qui, d'après l'hypothèse, ne doit pas changer si l'on permute R en r et réciproquement.

On en conclura que les fonctions $\varphi(l,r)$ sont développables

suivant les puissances entières et positives de r, et que, dans ce développement, il ne peut d'ailleurs entrer que des puissances impaires de r, à partir de r^3 inclusivement.

En vertu du principe d'homogénéité, la valeur de I ne doit pas changer non plus, si l'on change l'unité de longueur sans changer l'unité de force; par suite, dans le développement de $\varphi'''(l, r)$ par exemple, les coefficients des différentes puissances de r seront, d'une part, des constantes qu'on peut supposer d'un degré déterminé par rapport à l'unité de longueur, et de l'autre, des puissances de l (¹),

$$lf(l,r) = \varphi'''(l,r) = A_0 \frac{r^3}{l^m} + A_1 \frac{r^5}{l^{m+2}} + \frac{A_2 r^7}{l^{m+4}} + \ldots$$
$$+ \frac{A_{n-1} r^{2n+1}}{l^{m+2n-2}} + \frac{A_n r^{2n+3}}{l^{m+2n}} + \ldots.$$

Il sera désormais facile de calculer, dans le développement de I, le terme général où l est affecté d'un exposant déterminé. Le coefficient de ce terme sera un polynôme homogène en R et r, qui devra rester identique à lui-même si l'on permute R en r et réciproquement; on trouvera que cette condition déterminera tous les coefficients A comme multiples donnés de l'un d'entre eux, par exemple :

$$A_n = (n+1) \frac{m(m+1)\ldots(m+2n+1)}{4.5\ldots(2n+3)} A_0.$$

Par conséquent, si l'on donne m, c'est-à-dire l'exposant de la puissance la plus élevée de la distance l dans le développement soit de $f(l, r)$, soit de I, ces deux fonctions (qui représentent l'une la variation de pression dans le milieu fluide, correspondant à la présence de l'une des sphères; l'autre, l'action totale du milieu sur cette sphère ou sur l'autre) seront entièrement déterminées, à un

---

(¹) Rien n'oblige, il est vrai, à admettre que le degré de toutes les constantes du développement soit le même, et que par suite I soit homogène par rapport à R, r et l. Mais il est incontestable que si l'on était conduit expérimentalement à des fonctions non homogènes, on les considérerait comme représentant des phénomènes d'ordre différent qu'il serait essentiel de distinguer. En d'autres termes, nous pouvons en tous cas regarder I comme une somme de fonctions homogènes et, pour le but qui nous préoccupe, nous borner à considérer une seule de ces fonctions.

coefficient général près. Telle est la limitation singulière que nous avions annoncée.

IV. Le calcul donnera les développements suivants qui, pratiquement, seront très-convergents :

$$f(l,r)=\frac{A_0 r^2}{l^{m+1}}\left[1+\frac{m(m+1)}{10}\frac{r^2}{l^2}+\frac{m(m+1)(m+2)(m+3)}{280}\frac{r^4}{l^4}\right.$$
$$\left.+\ldots+(n+1)\frac{m(m+1)\ldots(m+2n-1)}{4.5\ldots(2n+3)}\frac{r^{2n}}{l^{2n}}+\ldots\right]$$

$$\mathrm{I}=A_0\frac{4\pi B^3 r^2}{l^{m+2}}\left\{\frac{m+1}{3}+\frac{m(m+1)(m+3)}{30}\frac{R^2+r^2}{l^2}+\ldots\right.$$
$$+\frac{m(m+1)\ldots(m+2n-1)}{3.4\ldots(2n+1)(m+2n-2)}\frac{1}{l^{2n-2}}$$
$$\times\left[n(R^{2n-2}+r^{2n-2})+2(n-1)\frac{2n(2n+1)}{4.5}\right.$$
$$\times(R^{2n-4}r^2+R^2r^{2n-4})+\ldots$$
$$+\mu(n-\mu+1)\frac{(2n-2\mu+n)\ldots 2n(2n+1)}{4.5\ldots(2\mu+1)}$$
$$\left.\left.\times(R^{2n-2\mu}r^{2\mu-2}+R^{2\mu-2}r^{2n-2\mu})+\ldots\right]+\ldots\right\}.$$

On s'arrêtera, dans le développement du polynôme, homogène en R, r, du degré $2n-2$, au terme pour lequel $\mu=\frac{n-1}{2}$, si n est impair, ou $\mu=\frac{n}{2}$, si n est pair; dans ce cas, il faut observer que le terme $R^{n-1}r^{n-1}$ est unique.

L'examen de ces développements conduit aux conclusions suivantes, qu'on aurait d'ailleurs pu établir directement :

1° Si m est positif, les deux développements ont un nombre de termes indéfini. Ils seraient au contraire limités si m était négatif.

2° Si $m=-1$, $\mathrm{I}=0$; si la pression est constante, l'action est nulle, ce qu'on savait *a priori*.

3° La fonction I ne peut se réduire à un seul terme que dans deux cas, à savoir pour $m=-3$ et pour $m=0$. Ce sont également les seuls cas où l'on peut supposer $f(l,r)$ réduit de même à un seul terme.

Dans ce premier cas simple, en effet, on a

$$f(l,r) = A_0 r^3 l^2, \quad I = A_0 \tfrac{8}{3}\pi B^3 r^3 l,$$

l'action I étant proportionnelle à la distance l; le terme variable de la pression est proportionnel au carré de la distance. Ce cas ne paraît pas susceptible d'application physique.

Le second, au contraire, ($m = 0$), correspond à la gravitation universelle

$$f(l,r) = \frac{A_0 r^3}{l}, \quad I = -A_0 \frac{4\pi B^3 r^3}{3 l^2}.$$

Soient v le volume de la sphère de rayon r, δ la densité, qui est la même pour les deux sphères, k l'attraction de l'unité de masse sur l'unité de masse à l'unité de distance, enfin P une constante, on aura

$$f(l,r) = P - \frac{v\delta^2 k}{l};$$

k changerait de signe s'il y avait entre les deux sphères répulsion en raison inverse du carré de la distance.

Ainsi, dans le cas de l'attraction, la pression du milieu augmente à mesure que l'on s'éloigne des sphères; elle diminue, au contraire, dans le cas de la répulsion (¹).

Ces hypothèses sont évidemment beaucoup trop simples pour s'appliquer à des phénomènes aussi complexes que les actions électriques ou magnétiques. Mais rien n'empêcherait, ce semble, d'essayer les formes de fonctions que nous avons rencontrées pour représenter la répulsion entre molécules gazeuses à une température déterminée.

Nous ferons remarquer, en terminant, que les relations mathématiques établies entre I et $f(l,r)$, sous les conditions d'homogénéité et d'égalité d'action et de réaction, subsistent dans le cas où l'on supposerait égaux les rayons de toutes les sphères invariables.

(¹) Il est à peine utile de faire observer que cette conclusion dérive immédiatement de nos hypothèses primitives, puisqu'elles concordent, comme on a pu le remarquer, avec celles qu'a développées le P. Secchi dans son volume de l'*Unité des forces physiques* au sujet de la gravitation universelle.

NOUVELLE LAMPE ÉLECTRIQUE A RHÉOPHORES CIRCULAIRES OBLIQUES;

PAR M. ÉMILE REYNIER.

Je me suis proposé de réaliser une lampe électrique fonctionnant vingt-quatre heures.

Pour obtenir ce résultat, avec une lampe à rhéophores rectilignes, il faudrait donner à l'appareil environ 5 mètres de hauteur.

Un semblable régulateur n'étant pas pratiquement réalisable, je me suis trouvé conduit à étudier l'emploi des rhéophores circulaires.

Cet emploi des disques en charbon avait été tenté plusieurs fois, sans succès, par divers inventeurs. L'insuccès provenait de dispositions mécaniques mal appropriées, et surtout de la position respective défectueuse des disques, qui masquaient la plus grande partie de la lumière obtenue.

Ayant disposé autrefois (dans des études sur les lampes électriques hydrostatiques) des rhéophores qui se rencontraient angulairement, j'avais remarqué que, dans ce cas, la plus grande partie de la lumière se trouve émise au sommet de l'angle. J'ai mis à profit cette observation dans la construction du nouvel appareil, et suis ainsi parvenu à supprimer, presque complétement, les occultations jusqu'alors réputées inhérentes à l'emploi des disques.

Enfin j'ai pourvu chaque rhéophore d'un mouvement d'horlogerie spécial. Ces deux moteurs, munis de tourillons, peuvent osciller individuellement avec leurs rhéophores respectifs. L'un d'eux est manœuvré par l'opérateur, pour la mise en place des charbons; l'autre, commandé par un solénoïde intercalé dans le circuit, oscille automatiquement pour mettre en contact, écarter ou rapprocher les charbons en temps opportun.

Un premier modèle est à lumière zénithale; il existe un autre type, émettant la lumière vers le nadir, qui ne diffère de celui-ci par rien d'essentiel.

Dans ces appareils, le rhéophore mobile obéit *instantanément* au commandement du solénoïde, dont l'effort magnétique variable est continuellement l'expression de l'énergie du courant. Je pense que cette propriété rendrait possible la *division* d'un courant élec-

trique suffisamment intense dans plusieurs lampes de mon système.

Abordant théoriquement cette question de la divisibilité de la lumière électrique, j'ai démontré :

1° Qu'en faisant usage de lampes électriques basées sur le principe de Foucault, on ne peut pas mettre plusieurs arcs voltaïques en tension sur un même courant, mais qu'on en pourrait mettre plusieurs en dérivation, à la condition que les lampes soient à réglage instantané : cette conclusion ressort des lois de Ohm;

2° Que la somme des lumières obtenues sera voisine de la lumière unique que donnerait le courant total, dépensé sur un seul arc voltaïque, à la condition que les rhéophores soient de très-petite section. Cette deuxième conclusion s'appuie sur une formule de M. Ed. Becquerel, exprimant l'intensité lumineuse d'une surface, en fonction de sa température, et sur l'expression mathématique de l'émission de la chaleur.

Mes lampes électriques étant à réglage instantané, et permettant l'emploi de rhéophores très-minces, doivent donc se prêter avantageusement à la division de la lumière électrique.

MICROSCOPE POLARISANT;

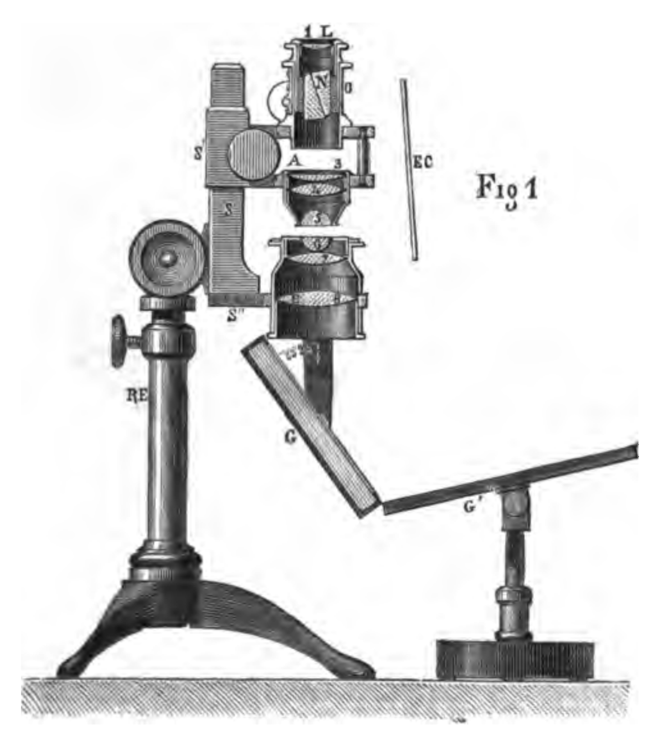
PAR M. NODOT.

Cet appareil permet d'observer directement les phénomènes de polarisation, ou bien de les projeter : un changement de disposition très-simple suffit pour passer d'un usage à l'autre.

1° *Observation directe.* — La *fig.* 1 représente mon nouveau microscope, tel qui doit être disposé pour l'observation directe. Une pile de glaces G de large surface, éclairée par un miroir mobile G', sert de *polariseur;* un Nicol N, de petite dimension, placé au-dessous de la lentille L 1, sert d'*analyseur*.

Le système éclairant comprend les trois lentilles convergentes inférieures : il concentre la lumière polarisée sur le cristal à observer, placé entre les deux lentilles demi-boules 6-5. Les rayons traversent ensuite les lentilles supérieures, qui forment l'objectif et l'oculaire du microscope. L'un et l'autre se déplacent à l'aide

d'une crémaillère. L'écran EC arrête les rayons extérieurs. La monture de la lentille 6 est à plaque tournante, avec graduation pour l'orientation du cristal.

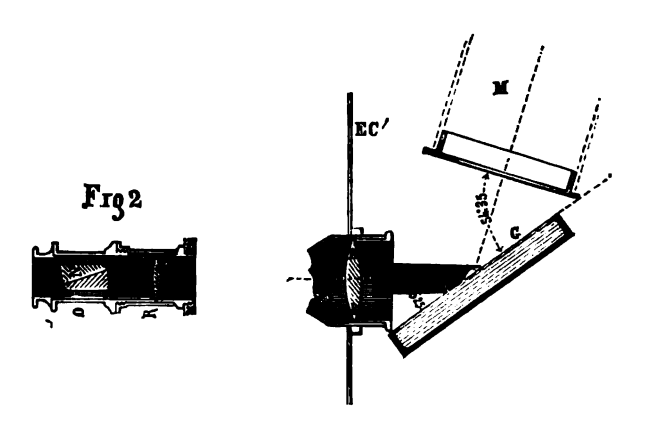


L'appareil étant placé devant une fenêtre bien éclairée, on produit le maximum d'éclairage du champ de la vision, puis on amène le Nicol à l'extinction, en le tournant de 90°.

Pour les expériences dans la lumière convergente, le cristal à observer est placé entre les deux lentilles demi-boules 5-6. Pour les expériences dans la lumière parallèle, on le place dans l'intervalle A.

Il nous paraîtrait superflu d'insister ici sur les phénomènes nombreux que l'on peut observer dans l'un ou l'autre cas : nous nous bornerons à renvoyer le lecteur au Mémoire inséré par M. Bertin dans le tome IV du *Journal de Physique* (p. 72 et 111). Il y trouvera décrites, avec détail, les expériences les plus intéressantes de polarisation.

2° *Projection.* — Quand on veut faire avec le même appareil des expériences de projection, l'instrument est placé horizontalement; la pile de glaces, tournée sur elle-même de 90°, est amenée, suivant la *fig.* 2, devant la source lumineuse M (lumière de Drummond, électrique ou solaire). Les rayons doivent être un peu convergents sur la pile de glaces. L'écran EC est supprimé et remplacé par l'écran EC′ (*fig.* 2); la lentille 1, supprimée et remplacée



par la lentille de projection P 2, placée en arrière du Nicol. On dévisse le tube oculaire O de sa monture S′, on adapte le raccord à tirage R et on le rétablit sur la monture S′. Les autres parties de l'instrument restent suivant la *fig.* 1; mais on superpose une pince à cristaux à la plaque tournante de la lentille demi-boule G. L'écran de projection est placé à environ 2 mètres de l'instrument, le disque lumineux a un diamètre d'environ 90ᶜ. Le Nicol étant à l'extinction et la mise au point réalisée, l'appareil est prêt, et toutes les expériences, que l'on pouvait observer directement à l'œil, peuvent être brillamment projetées. La projection des lemniscates des cristaux à axes écartés, tels que topaze, gypse, etc., réussit très-bien.

Pour la projection des franges dans la lumière homogène, il suffit d'enlever le crayon de chaux de la lampe Drummond et de le remplacer par un bâton de verre ordinaire, placé dans une monture spéciale. L'hydrogène est dirigé sur ce bâton avec précaution, on amène ensuite (lentement) l'oxygène. L'écran est placé à une distance plus rapprochée, environ 1 mètre.

On peut toujours substituer un fort Nicol à la pile de glaces, mais son prix est assez élevé.

Pour avoir des projections d'un petit diamètre, mais très-fortement éclairées, on enlève la lentille de projection P 2, et l'on remet en avant (comme dans la *fig.* 1) la lentille L 1, sans diaphragme. Cette disposition est employée pour prendre la *photographie* des franges, qu'on projette alors dans l'intérieur d'une chambre noire, disposée comme à l'ordinaire.

Mon appareil est construit très-habilement par M. Ducretet.

J.-A. FLEMING. — On magneto-electric induction in liquids and gases. Part I, Production of induced currents in electrolytes (Production des courants induits dans les électrolytes); *Proceedings of the royal Society*, mars 1877.

L'auteur a observé la production d'un courant électrique dans un liquide qui se meut dans un champ magnétique. Un tube de verre vertical est traversé par un courant descendant d'acide sulfurique étendu; il est muni à ses extrémités d'électrodes en platine qui le relient à un galvanomètre. Les pôles d'un électro-aimant sont placés de part et d'autre de la colonne liquide, de façon que les lignes de forces magnétiques soient perpendiculaires à l'axe du tube.

Lorsque l'électro-aimant fonctionne, le galvanomètre indique un courant induit dans la colonne liquide. M. Fleming a également obtenu des courants induits radialement dans une masse liquide, qu'il faisait tourner au-dessus d'un pôle d'aimant; il a fallu employer dans ce cas des électrodes impolarisables.

. Arago avait observé que les oscillations d'une aiguille aimantée sont amorties par le voisinage d'une surface liquide. D'après M. Fleming, cet effet serait dû non à l'induction électromagnétique, mais à la volatilisation du liquide; car, d'une part, l'effet est plus fort avec l'éther qu'avec l'acide sulfurique étendu; d'autre part, l'effet est le même avec une aiguille de laiton et avec une aiguille d'acier.

M. Fleming a calculé la valeur absolue des forces électromotrices d'induction dues au mouvement du Gulf-stream, du courant

équatorial, du courant de la Manche entre Douvres et Calais, etc. La plus grande valeur qu'il ait obtenue n'est que de dix *volts*. Il en conclut que les courants électriques qui peuvent en résulter sont trop faibles pour déformer sensiblement les lignes d'égale déclinaison.

J. LIPPMANN.

HANKEL. — Ueber Photoelectricität des Flusspathes (Photo-électricité du spath-fluor); *Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellsch. der Wissenschaften*, 1877.

A l'occasion de recherches sur les propriétés thermo-électriques des cristaux, l'auteur a été conduit à étudier l'électricité développée par l'exposition à la lumière de cristaux violet sombre de spath-fluor de Weardale (Angleterre). Les effets qu'il a observés sont beaucoup plus intenses que ceux fournis par l'échauffement du cristal ou par le frottement de sa surface avec un pinceau; ils sont d'ailleurs de signe contraire, et par conséquent doivent être attribués à une action propre de la lumière.

L'électromètre employé par M. Hankel se compose d'une feuille d'or fixée à l'extrémité d'une tige de laiton isolée; de part et d'autre de la feuille d'or sont deux plaques de laiton isolées, mobiles au moyen d'une vis micrométrique; un commutateur permet de les faire communiquer avec les pôles d'une pile de Volta, formée de petits éléments zinc, cuivre et eau; les extrémités de la pile sont isolées, et son milieu est en communication avec le sol par l'intermédiaire des tuyaux du gaz.

La sensibilité de l'appareil varie avec le nombre des éléments et la distance des plaques; on mesure le déplacement de la feuille d'or avec un microscope grossissant 40 fois, et muni d'un micromètre transparent. Quand la sensibilité est relativement faible, on fait dans chaque expérience deux observations, en renversant les pôles de la pile; mais, avec un appareil très-sensible, il est très-difficile d'égaliser exactement les deux moitiés de la pile et de les maintenir constantes : alors on ne fait qu'une seule observation.

Pour étudier la tension aux différents points d'une surface cristalline, on se sert d'un fil de platine extrêmement fin, réuni à la feuille d'or et soudé à un fil plus gros, muni d'un manche isolant,

qui permet d'approcher à volonté la pointe du fil de la surface du cristal.

Les cristaux sont enfermés dans un vase de cuivre rempli de limaille de cuivre tassée, de façon qu'une seule face du cristal reste libre; on nettoie cette face avec un pinceau, on laisse l'appareil vingt-quatre heures dans l'obscurité, enfin on l'expose pendant un temps déterminé à l'action de la lumière, et l'on place le vase sur un support métallique non isolé.

Pour étudier l'action des rayons de différentes espèces, on met le vase de cuivre dans une caisse noircie, dont une paroi, inclinée à 45°, est percée d'une large ouverture qu'on peut fermer avec des verres colorés ou des vases contenant différents liquides.

Voici maintenant les principaux résultats : le centre d'une face cristalline présente, après une exposition d'une heure environ à la lumière du Soleil, une forte tension négative, tandis que la tension vers les arêtes est plus faible et même le plus souvent positive. Une exposition du cristal à la température de 95°, prolongée pendant plusieurs heures, fournit, pendant le refroidissement, de très-faibles tensions positives en tous les points du cristal. Les expériences, faites en filtrant la lumière à travers des verres colorés, une couche d'eau, une dissolution d'alun ou de sulfate de quinine, montrent que les rayons chimiques sont de beaucoup les plus actifs. Enfin une trop forte concentration de la lumière sur la face cristalline lui enlève toute sensibilité à l'action ultérieure de la lumière.

Pour donner une idée de la grandeur des tensions observées dans ces expériences, M. Hankel indique qu'une plaque de laiton de 95^{mm} de diamètre, réunie avec un élément zinc, cuivre et eau non isolé, donne une déviation de 1°,2 lorsqu'on approche le plus possible la pointe du centre, et environ 0°,6 quand on l'approche du bord.

Les déviations obtenues par l'exposition à la lumière atteignent 21° et même 26° au centre d'une face du cristal électrisé par la lumière.

C. Daguenet.

Dr F.-A. FOREL. — Étude sur les variations de la transparence des eaux du lac Léman; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, **t. LIX, p. 137, juin 1877.**

Les eaux des lacs d'eau douce sont plus transparentes en hiver qu'en été. Quelles sont les lois de la variation de la transparence, quelle en est la cause? La réponse à ces questions fait le sujet de cette Notice, qui se base surtout sur les faits observés dans le lac Léman.

Pour étudier avec précision les variations de transparence, l'auteur emploie deux méthodes : la *méthode directe* et la *méthode photographique*.

Dans la méthode directe, on fait descendre dans l'eau un disque blanc d'environ 25^c de diamètre et l'on mesure la profondeur à laquelle il disparaît, c'est-à-dire la *limite de visibilité*. En rapprochant quarante-six expériences différentes faites dans les années 1874 et 1875, on en tire $12^m,7$ pour la moyenne des sept mois d'hiver, d'octobre à avril, et $6^m,6$ pour la moyenne de l'été.

La seconde méthode suppose qu'on peut appliquer à la lumière les lois qui règlent la pénétration dans l'eau des rayons actiniques et chimiques. Elle consiste à exposer une feuille de papier sensibilisé au chlorure d'argent pendant une ou plusieurs fois vingt-quatre heures au fond de l'eau : la *limite d'obscurité absolue* est le point où les rayons solaires agissant pendant un jour au moins cessent d'influencer le chlorure d'argent. D'après les expériences de M. Forel, cette limite est approximativement à 45^m pendant l'été et à 100^m pendant l'hiver.

Les résultats des deux méthodes sont donc concordants.

Quelle est la cause de cette différence de limpidité ? On sait que les corps transparents, l'eau en particulier, comme l'a montré M. Wild (1), absorbent d'autant plus de lumière qu'ils sont plus chauds : il y a là évidemment une action suffisante pour expliquer une partie des phénomènes.

Cette première cause n'est pas la seule, car elle ne permet pas d'expliquer la disparition relativement subite d'un objet qui sombre

(1) *Poggendorff's Annalen*, t. CXXXIV, p. 582,

dans l'eau. D'après la loi de Bouguer, l'absorption de la lumière suit une progression géométrique, tandis que les épaisseurs d'eau augmentent en progression arithmétique, et la lumière très-fortement absorbée dans les premières couches traversées doit continuer son trajet en mourant insensiblement, tandis que l'expérience établit qu'elle s'éteint presque brusquement.

Les nombreuses recherches de l'auteur lui permettent d'affirmer que la diminution de transparence des eaux de l'été est en partie causée par des poussières organiques en suspension dans l'eau. Il attribue la plus grande abondance de ces poussières à ce qu'il appelle la *stratification thermique* de l'eau. L'eau de l'été garderait en suspension, dans ses couches de densités différentes, beaucoup plus de poussières que l'eau homogène et uniformément dense de l'hiver.

DAMIEN.

J.-H. GLADSTONE ET ALFRED TRIBE. — **Note on the electrolytic conduction of some organic bodies (Conductibilité électrique de quelques corps organiques)**; *Proceedings of the royal Society*, mars 1877.

Dans la paroi d'un tube de 5 millimètres de diamètre environ, on a soudé deux fils de platine distants l'un de l'autre d'environ 1 millimètre. Le petit voltamètre ainsi formé est intercalé dans le circuit d'une pile de 100 éléments Grove. Un galvanomètre astatique donne l'intensité du courant. En opérant avec différents liquides, on a obtenu les résultats suivants : avec l'iodure d'éthyle, pas de courant; avec l'alcool, déviation de 20°; mouvement (*commotion*) peu marqué dans le liquide; l'alcool s'échauffe peu à peu jusqu'à l'ébullition; la déviation du galvanomètre croît avec la température; du gaz paraît se dégager à l'électrode négative, mais en quantité si faible qu'on ne peut en être certain. Un mélange d'iodure d'éthyle et d'alcool à volumes égaux a donné au galvanomètre une déviation initiale de 30°. Le liquide est violemment agité; il passe au brun, et s'échauffe en quatre minutes jusqu'à l'ébullition; la déviation galvanométrique augmente jusqu'à 60°; enfin un dégagement de gaz semble avoir lieu au pôle positif.

Le chloroforme, l'acétate d'éthyle, le bromure de propylène,

les iodures d'amyle et d'isobutyle se comportent comme l'iodure d'éthyle; ces corps, isolants quand ils sont purs, augmentent la conductibilité de l'alcool.

« Le dégagement de chaleur qui a lieu dans ces liquides, disent les auteurs, mérite d'être remarqué. Il est évident qu'il ne correspond pas à une action chimique; car il ne s'y produit qu'une décomposition chimique insignifiante, si même il s'en produit. »

G. Lippmann.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1876.

TROUVELOT. — Sur les taches voilées du Soleil, p. 169.

On sait que la chromosphère est une couche gazeuse qui entoure le Soleil, et a généralement de 10 à 15 secondes d'épaisseur. Cette épaisseur est, du reste, variable et peut être assez faible pour que la chromosphère devienne à peu près transparente. Dans cet état, elle laisse voir, d'après l'auteur, des taches solaires qui ne la traversent pas, comme les taches ordinaires, et qui paraissent alors recouvertes d'un voile ou d'une sorte de brouillard : c'est justement la chromosphère transparente, qui se trouve interposée entre la tache et notre œil. De là le nom de *taches voilées* que donne l'auteur à ce genre nouveau de manifestations de l'activité solaire.

M. Trouvelot, qui a déjà fait à l'observatoire de Cambridge (Massachussetts) d'intéressantes études sur la constitution physique des planètes et du Soleil, a suivi la marche de plusieurs de ces taches voilées, et en donne la description. Les conclusions générales de son travail sont les suivantes :

1° En 1876, et surtout du 10 juin au 18 août, et à un moindre degré en septembre, la chromosphère a été, sur toute la surface du Soleil, notablement plus mince que d'habitude. Les granulations ont été plus petites et moins nombreuses; au contraire, le fond grisâtre sur lequel se détachent les granulations a été plus marqué et plus étendu.

2° Il y a des taches visibles à travers la chromosphère qui est

étendue au-dessus d'elles comme un voile. Ce sont de véritables ouvertures dans la photosphère comme les taches habituelles; l'auteur leur donne le nom de *taches voilées*.

Pendant la période signalée plus haut, ces taches voilées ont été plus grandes, plus sombres et plus nombreuses que jamais. Les taches voilées se montrent du reste à toutes les latitudes, quoique leur forme soit généralement plus compliquée quand elles apparaissent dans la région des taches ordinaires.

3° L'auteur a observé des taches distantes au plus de 10° du pôle nord du Soleil.

4° Les parties floconneuses, qui se projettent quelquefois sur l'ombre et la pénombre des taches, ne sont que les débris des granulations qui composent la chromosphère, et qui ont été plus ou moins dissoutes par les actions qui émanent de la photosphère.

J. LOVERING. — Nouvelle méthode pour mesurer la vitesse de l'électricité, p. 211.

L'électricité n'a pas de *vitesse* dans le sens ordinaire de ce mot. La théorie du courant faite par Ohm, et les travaux plus récents de Kirchhoff et de sir William Thomson, ont prouvé que le temps de transmission d'un changement d'état électrique dans un conducteur est proportionnel au produit de la capacité du conducteur par sa résistance. Ce temps est donc proportionnel *au carré* de la longueur du conducteur, les autres dimensions restant constantes. De là les nombres contradictoires donnés pour la vitesse de l'électricité, car on a généralement supposé, dans le calcul des expériences, que la durée de transmission était proportionnelle à la longueur du conducteur.

La loi du *carré de la longueur* a du reste été démontrée par M. Gaugain. Il a trouvé que le mouvement électrique mettait onze secondes à se propager dans un fil de coton de $1^m,65$, et quarante-quatre secondes dans un fil de longueur double.

M. Lovering se propose de déterminer la durée de propagation dans des conducteurs droits ou enroulés, recouverts de substances isolantes ou non, etc. Les expériences ne sont pas encore terminées, mais le principe de la méthode est le suivant :

Deux diapasons aussi identiques que possible, portant deux miroirs (méthode des vibrations rectangulaires de Lissajous), sont commandés, au moyen d'électro-aimants, par un troisième diapason à l'unisson des deux premiers. On peut de la sorte, en introduisant des résistances dans le circuit des électro-aimants, amener les deux diapasons à être absolument d'accord, avec la même phase. L'image donnée par les deux miroirs rectangulaires est alors une ligne droite oblique. En introduisant dans le circuit d'un des électro-aimants diverses résistances, on change la phase du diapason correspondant; on peut ainsi la retarder d'une demi-période et obtenir, comme image, la ligne droite inclinée en sens inverse de la première.

Avec des diapasons de cent vingt-huit vibrations par seconde, le temps nécessaire à l'électricité pour traverser les résistances interposées serait alors de $\frac{1}{256}$ de seconde. Des diapasons plus élevés permettraient de mesurer de plus petites fractions de temps.

L'auteur a essayé ce procédé, qui lui a parfaitement réussi. Il donnera les résultats numériques quand toutes ses expériences seront terminées.

J. TROWBRIDGE. — Effet de lames minces de fer doux employées comme armatures pour électro-aimants, p. 361.

M. Trowbridge a étudié les formes que l'on peut donner au noyau de fer doux des bobines d'induction pour obtenir les meilleurs effets, et indique les résultats suivants :

1° En prenant pour noyau un faisceau de fils fins, terminé par des lames minces de fer doux, on augmente de 400 pour 100 la puissance de l'étincelle.

2° La longueur de l'étincelle est augmentée de 100 pour 100, mais cet accroissement ne se manifeste que si l'on met dans le circuit secondaire des condensateurs de grande capacité.

3° Au lieu d'enrouler, comme d'habitude, le fil fin d'une bobine de Ruhmkorff sur un électro-aimant rectiligne, il vaut mieux le distribuer également sur deux électro-aimants rectilignes dont les pôles ont pour armatures un certain nombre de lames minces de fer doux.

R. SPICE. — Méthode simple et précise d'amener des diapasons à l'unisson, p. 372.

On prend les deux diapasons, que l'on tient *ensemble* au-dessus de leur boîte de résonnance : le son doit décroître graduellement, sans aucun renforcement, si les deux diapasons sont absolument d'accord ; s'il se produit des battements, il y a une petite différence que les battements permettent d'évaluer. Ainsi deux diapasons ut_3 (deux cent cinquante-six vibrations) résonnent devant leur boîte pendant environ cent trente-cinq secondes. Si le son décroît pendant cent secondes, puis augmente un peu, cent secondes seront la durée d'un demi-battement. Il y aura donc entre les deux diapasons une différence de $\frac{1}{200}$ de vibration *par seconde*, fraction que les procédés de M. Lissajous n'auraient pu constater.

Pour employer cette méthode, il est nécessaire que les diapasons soient bien à la même température, ce dont on s'assure en les trempant dans l'eau et en les essuyant avant de s'en servir.

C.-A. YOUNG. — Dédoublement de la raie 1474 du spectre solaire, p. 429.

La raie 1474 est une de celles qui sont renversées dans le spectre de la couronne et coïncide avec une des raies courtes du fer. En l'examinant avec un réseau de Rutherfurd sur verre argenté, à trois cent quarante traits par millimètre, M. Young vient de parvenir à la dédoubler. Il faut pour cela l'examiner dans le spectre du huitième ordre (du cinquième ordre avec un réseau à six cent quatre-vingts traits). Ce qui est le plus intéressant à noter, c'est le procédé qu'emploie M. Young pour séparer les spectres d'ordre élevé des réseaux, dont l'empiétement empêche généralement l'usage. Entre le réseau et la lunette est disposé un prisme à 45° dont l'arête réfringente est horizontale (perpendiculaire aux traits du réseau) ; ce prisme sépare immédiatement les spectres des divers ordres, et les dispose les uns au-dessus des autres. On a ainsi sur la même verticale le rouge du sixième spectre, le jaune du septième, le vert du huitième, le bleu du neuvième, et l'extrême violet du dixième. On peut employer, pour le même usage, un prisme à vision directe dans la lunette même.

TROUVELOT. — Observations physiques de la planète Saturne, p. 447.

Cette étude a été faite tantôt avec l'équatorial de 15 pouces de l'observatoire de Cambridge (1), celui de 26 pouces d'ouverture de l'observatoire de Washington, et enfin un de 6 $\frac{1}{4}$ pouces appartenant à M. Trouvelot.

On sait que l'anneau de Saturne est composé de six anneaux que nous désignons par A, B, C, D, E, F, en commençant par le plus extérieur. Les anneaux B et C sont plus séparés que chacun des autres, de sorte que l'on observe tout d'abord deux grandes divisions dans l'anneau.

Les observations de M. Trouvelot conduisent aux conclusions suivantes :

1° Le bord interne de l'anneau B, qui limite la division principale de l'anneau total, montre des déchiquetures qui tiennent à des irrégularités permanentes ou temporaires de ce bord.

2° Pendant ces quatre dernières années, la surface des anneaux A, B, C a présenté une apparence nuageuse.

3° La forme de l'ombre portée sur la planète montre que l'épaisseur du système augmente depuis l'anneau interne jusqu'au bord extérieur de l'anneau C.

4° Les formes nuageuses voisines du bord extérieur de C changent assez rapidement de hauteur et de position relative.

5° La portion interne de l'anneau nébuleux F disparaît dans la lumière de la planète, quand elle se projette sur son disque.

6° La planète est plus lumineuse au centre que vers les bords.

7° Contrairement à l'opinion reçue, l'anneau nébuleux F n'est pas transparent. Il augmente graduellement d'épaisseur au point que le disque de la planète cesse d'être visible à travers la moitié extérieure de cet anneau.

8° Enfin cet anneau nébuleux est formé de masses agglomérées en différents centres.

---

(1) Voir, pour la description de ces instruments, *l'Astronomie pratique et les Observatoires aux États-Unis d'Amérique*, par C. André et A. Angot (Paris, Gauthier-Villars).

CAREY-LEA. — Sensibilité du bromure d'argent pour les rayons verts, p. 659.

En étudiant spécialement l'influence de diverses substances colorées sur la sensibilité du bromure d'argent pour la lumière verte, M. Carey-Lea a vérifié une fois de plus les conclusions auxquelles il était arrivé précédemment, qu'il n'y a aucune relation entre la couleur d'une substance et celle des rayons dont la substance augmente l'action sur le bromure d'argent.

ED. PICKERING. — Photomètre pour nébuleuses, p. 482.

Dans l'oculaire d'une lunette on introduit une lame de verre portant un petit cercle de collodion, comme dans le photomètre de Dove. Ce cercle est éclairé par devant par la nébuleuse, et par derrière par une glace à 45°, sur laquelle tombe une lumière dont on peut faire varier à volonté l'intensité, par exemple en lui faisant traverser deux Nicols.

On fait varier cette lumière jusqu'à ce qu'elle fasse disparaître l'éclairement produit par la nébuleuse. Cette disposition est très-simple et peut être appliquée à la mesure de l'éclat des étoiles, des nébuleuses, des différentes parties de la Lune, des aurores boréales, de la lumière zodiacale, des fonds du ciel, etc.

A. Angot.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XI. — Juin 1877.

P. Chastaing. — *Étude sur la part de la lumière dans les actions chimiques, et en particulier dans les oxydations*, p. 145.

Annales de Poggendorff.

Nouvelle série. — Tome I. — N° 6. — Année 1877.

E. Edlund. — *Courants électriques produits par l'écoulement des liquides à travers des tubes*, p. 161.

F. Eisenlohr. — *Réflexion métallique*, p. 199.

E. Ketteler. — *Pour servir à la fixation définitive du plan de vibration de la lumière polarisée*, p. 206.

A. Wullner. — *Influence électrique sur les corps solides non conducteurs*, p. 247.

W. Hankel. — *Propriétés thermo-électriques du gypse, de la diopside, de l'orthoclase, de l'albite et du péricline*, p. 276.

W. Hankel. — *Propriétés magnétiques du nickel et du cobalt*, p. 285.

G. Puluj. — *Relations entre le frottement des gaz et la température*, p. 296.

K. Antolik. — *Figures électriques sur des surfaces enduites de noir de fumée*, p. 310.

Meyerstein. — *Appareil pour la mesure des distances focales des lentilles sphériques et des systèmes de lentilles*, p. 315.

G. Helm. — *Éclaircissement*, p. 319.

Munk. — *Paratonnerre antique*, p. 320.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome IV. — Juillet 1877.

G.-H. Darwin. — *Sur les erreurs qui peuvent affecter la mesure des quantités variables, et sur le calcul des observations météorologiques*, p. 1.

J.-M. Heath. — *Production de chaleur due aux actions mécaniques dans la compression des gaz*, p. 14.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Notes sur la théorie du son*, p. 25.

G. Van der Mensbrugghe. — *Application de la Thermodynamique à l'étude des variations de l'énergie potentielle des surfaces liquides*, p. 40.

Silvanus-P. Thompson. — *Aberration chromatique de l'œil; ses relations avec la perception des distances*, p. 48.

Silvanus-P. Thompson. — *Note sur un effet curieux de l'absorption de la lumière*, p. 61.

S.-H. Burbury. — *Action à distance dans les diélectriques*, p. 62.

SUR LES APPLICATIONS D'UN APPAREIL NOUVEAU, DESTINÉ A DÉTERMINER L'ASTIGMATISME VISUEL;

PAR M. JAVAL.

1. *En quoi consiste l'astigmatisme.* — L'œil est un instrument d'optique des plus imparfaits; il n'est jamais achromatique, il n'est généralement pas aplanétique; de plus, il est rare que, dans l'état de repos de l'accommodation, les rayons parallèles viennent former leur foyer sur la rétine; quand ce foyer se forme en avant de la rétine, il y a myopie; quand il se forme derrière cet écran sensible, il y a hypermétropie.

Parmi les défauts que je viens de signaler, les premiers n'entraînent pas de grands troubles visuels et l'on n'a pas encore essayé de les corriger; les derniers trouvent, au contraire, un remède bien connu dans l'emploi des verres concaves ou convexes, suivant le cas.

Le défaut de structure de l'œil que je me suis occupé d'étudier est celui auquel le physicien anglais Whewell a donné le nom, bien approprié, d'*astigmatisme*. C'est une *aberration monochromatique* dont le siége réside tantôt dans la cornée, tantôt dans le cristallin, le plus souvent à la fois dans ces deux milieux réfringents.

Un œil affecté d'astigmatisme ne voit pas également bien les lignes tracées dans diverses directions.

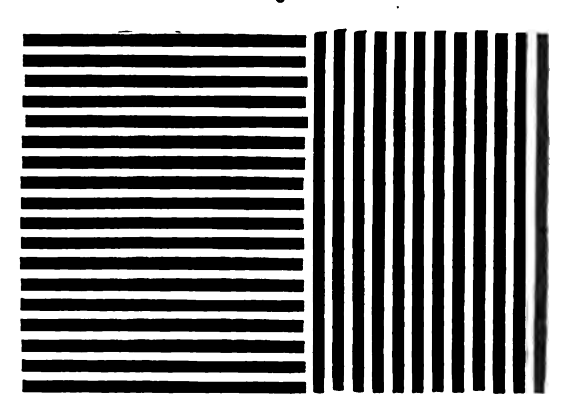
Prenons pour objet des lignes droites, dont nous multiplierons le nombre, pour rendre le phénomène plus saillant par sa répétition.

On épingle sur un tableau (*fig.* 1) une feuille sur laquelle sont tracées des lignes horizontales et verticales avec la même épaisseur de trait et le même espacement. Si l'on a affaire à une assemblée nombreuse, il n'y a que bien peu de personnes auxquelles les deux espèces de lignes paraissent identiques : les unes distinguent mieux les horizontales; les autres, un peu plus nombreuses, distinguent mieux les verticales. Bien entendu, si l'on retourne la feuille de 90°, les mêmes personnes distingueront mieux les lignes qu'elles voyaient d'abord plus mal et *vice versâ*.

Les personnes, très-peu nombreuses, qui voient également bien les verticales et les horizontales, ne peuvent même pas se vanter d'être toutes absolument exemptes d'astigmatisme. A plusieurs, les

lignes paraissent égales parce que les unes et les autres sont mal vues, par suite d'une forte myopie ou d'une hypermétropie notable. Chez d'autres, les méridiens de plus grande réfraction sont situés à 45° de la verticale et il suffit d'incliner la figure pour que leur astigmatisme apparaisse. Enfin, chez quelques-unes l'astigmatisme de l'un des yeux compense celui de l'autre, de telle sorte qu'en

Fig. 1.



faisant l'épreuve alternativement avec l'un et l'autre œil, ce seront tour à tour les verticales et les horizontales qui leur apparaîtront avec la plus grande netteté.

Une autre expérience consiste à fermer d'abord un œil pour regarder le tableau, et à changer d'œil ensuite. La plupart des observateurs remarqueront entre les deux groupes de lignes une différence bien plus grande dans la seconde épreuve ; cela tient à ce que, lorqu'on ferme un œil, par un effet d'habitude, on ferme le moins bon, et quand on ferme ensuite le meilleur des deux, on remarque plus facilement les effets de l'astigmatisme.

Cette simple expérience prouve qu'en général c'est l'astigmatisme qui détermine la qualité de nos yeux ; le plus astigmate de nos yeux est presque toujours, par là même, le moins bon.

Il faut savoir que des yeux parfaitement sains et bien constitués peuvent supporter une quantité de travail vraiment colossal ; une soirée passée au théâtre, après une journée entière consacrée à la lecture des textes les plus fins, ou aux travaux d'aiguille les plus délicats, tel est le régime que peuvent supporter indéfiniment des

yeux parfaitement construits, ou parfaitement corrigés par des verres.

Dans mon opinion, la plupart des personnes qui se plaignent de voir imparfaitement ou qui croient avoir des yeux sensibles, une grande partie de celles qui souffrent de conjonctivites fréquentes, celles qui, en un mot, ne trouvent pas de soulagement dans l'emploi des lunettes ordinaires et chez qui l'observation ophthalmoscopique ne révèle pourtant aucune maladie des membranes et des milieux de l'œil, ont de grandes chances de trouver un remède à leurs ennuis dans la correction de l'astigmatisme dont elles sont atteintes.

Or, si le nombre des personnes qui portent des verres cylindriques est infiniment petit, par rapport à ce qu'il devrait être, c'est en grande partie parce que les oculistes, rebutés par la difficulté théorique et pratique des moyens de mensuration généralement employés, n'entreprennent la recherche de l'astigmatisme qu'à leur corps défendant. On comprend donc l'intérêt qui s'attache à un procédé permettant de mesurer rapidement l'astigmatisme.

2. *Correction de l'astigmatisme.* — Je ne m'occuperai que de l'astigmatisme régulier, celui d'un œil dont la réfraction est assimilable à celle d'un ellipsoïde à trois axes inégaux ; et je commencerai par démontrer que, *si l'astigmatisme régulier est celui produit par un ellipsoïde, on peut également le définir comme étant celui corrigé par un verre cylindrique.*

Considérons l'ellipsoïde

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}+\frac{z^2}{c^2}=1$$

et le cylindre

$$x^2+z^2=r^2.$$

Le plan des xy coupe l'ellipsoïde suivant une ellipse dont le rayon de courbure, au sommet situé sur l'axe des x, est $\frac{b^2}{a}$, et le cylindre suivant une de ses génératrices. Les rayons incidents parallèles à l'axe des x contenus dans le plan des xy, et tombant sur le système formé par le cylindre et l'ellipsoïde, dans le voisinage de l'axe des x, iront former leur foyer en un point déterminé de cet axe ; et si le cylindre corrige l'astigmatisme produit par l'ellipsoïde,

ce foyer devra appartenir aussi aux rayons incidents voisins de l'axe des x, et situés dans un azimut quelconque.

Je coupe ces deux surfaces par un plan passant par l'axe des x; ce plan coupe l'ellipsoïde suivant une ellipse dont les axes sont a et d, et le cylindre suivant une autre ellipse dont les axes sont r et l. Les rayons de courbure de ces deux ellipses, aux points où elles sont coupées par l'axe des x, sont $\frac{d^2}{a}$ et $\frac{l^2}{r}$, et l'ensemble des deux courbures doit être équivalent à la courbure $\frac{b^2}{a}$ appartenant à l'ellipsoïde dans le plan des xy. On sait que la distance focale f d'une lentille biconvexe, dont les rayons de courbure sont R et R' en valeur absolue et dont l'indice est n, est donnée par la formule

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Dans le plan des xy, le rayon de courbure du cylindre est infini, et l'on a

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{b^2}, \quad \frac{1}{R'} = 0;$$

dans le plan sécant on a

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{d^2}, \quad \frac{1}{R'} = \frac{r}{l^2};$$

il faut donc que l'on ait

$$(1) \qquad \frac{a}{d^2} + \frac{r}{l^2} = \frac{a}{b^2}.$$

Voyons s'il est possible de déterminer r, de manière à satisfaire à cette équation (1).

Soit $z = my$ l'équation du plan sécant; on trouve aisément

$$\frac{1}{d^2} = \frac{1}{1+m^2}\left(\frac{1}{b^2} + \frac{m^2}{c^2}\right),$$

$$\frac{1}{l^2} = \frac{m^2}{1+m^2}\,\frac{1}{r^2};$$

d'ailleurs, puisque le cylindre doit corriger l'astigmatisme de

l'ellipsoïde, on a en particulier le plan des zx,

$$\frac{a}{c^2}+\frac{1}{r}=\frac{a}{b^2} \quad \text{ou} \quad r=\frac{b^2c^2}{a(c^2-b^2)}.$$

En introduisant les valeurs de $\frac{1}{d^2}$, $\frac{1}{l^2}$ et r dans l'équation (1), il vient

$$\frac{a}{d^2}+\frac{r}{l^2}=\frac{a}{1+m^2}\,\frac{c^2+b^2m^2}{b^2c^2}+\frac{am^2}{1+m^2}\,\frac{c^2-b^2}{b^2c^2}$$
$$=\frac{a(c^2+b^2m^2+c^2m^2-b^2m^2)}{(1+m^2)b^2c^2}=\frac{a}{b^2};$$

l'équation est vérifiée.

D'ailleurs, les verres cylindriques ne constituent pas le seul moyen de corriger l'astigmatisme; une surface de tore, combinée avec une surface sphérique, permet également d'obtenir une correction satisfaisante. Quand l'astigmatisme est accompagné de myopie ou de presbytie, on voit souvent les personnes qui en sont affectées donner à leurs lunettes une position oblique, grâce à laquelle les verres sphériques peuvent eux-mêmes procurer une correction plus ou moins complète du défaut qui nous occupe.

Dans certains cas, l'astigmatisme peut se corriger en appliquant un doigt sur la tempe, près de la commissure externe des paupières, et tirant la peau de manière à exercer, par l'intermédiaire des paupières, une pression sur certaines parties du globe oculaire; j'ai vu des sujets, qui avaient découvert d'eux-mêmes cette petite manœuvre, obtenir ainsi une correction vraiment surprenante, au point de quadrupler leur acuïté visuelle.

D'autres, enfin, ont découvert un point de leur œil sur lequel il leur suffit d'exercer une pression, avec le bout de l'index, pour modifier très-notablement la courbure de leur cornée et obtenir une amélioration sensible de la vue.

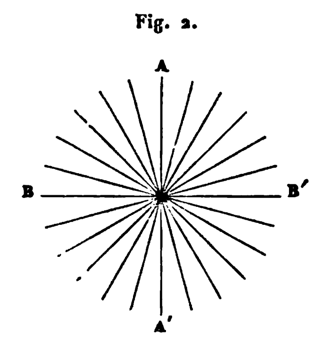
Sauf les verres à surface de tore, qui présentent l'avantage d'être périscopiques, ce qui pourrait en faire adopter l'emploi dans certains cas exceptionnels, le seul correctif convenable de l'astigmatisme reste toujours le verre cylindrique, et tous nos efforts doivent tendre à généraliser l'emploi de ce verre, qui devrait être adopté par plus d'un million de personnes en France.

Mesure de l'astigmatisme. — Ce n'est point ici le lieu de décrire tous les moyens qui ont été proposés pour cette mesure; je me bornerai à décrire l'appareil que j'ai construit dans ce but.

Je rappellerai d'abord les termes dont je me servais en 1865 pour indiquer le principe de mon optomètre.

« 1° *Détermination monoculaire.* — Tracez un cercle, dans ce cercle des rayons espacés de 15 en 15°, et faites regarder cette figure au malade au travers d'une lentille sphérique convexe, que je supposerai de 3 pouces de foyer, pour fixer les idées. Éloignez peu à peu la figure jusqu'à ce que toutes les lignes pâlissent ou disparaissent, sauf une. Essayez alors successivement, en commençant par le plus faible, tous vos verres cylindriques concaves, en mettant les axes perpendiculairement au rayon resté noir, et cela jusqu'au verre qui rend tous ces rayons également noirs. Vous aurez ainsi, d'un seul coup, diagnostiqué l'astigmatisme et déterminé le numéro et la position du verre correcteur... ».

Fig. 2.



Pour toute personne jouissant de la vision binoculaire, on emploiera, avec beaucoup plus d'avantage, le procédé qui suit :

» 2° *Détermination binoculaire.* — Ajoutons maintenant, devant l'autre œil, une lentille et un cercle identiques aux précédents, les cercles étant d'abord aux foyers des lentilles et l'écartement des centres étant égal à celui des yeux. On ne peut fusionner les cercles qu'à la condition de tenir les axes optiques parallèles et la tête droite. La fixité de la position relative des axes optiques immobilise suffisamment l'accommodation..... »

Depuis douze ans je me sers journellement d'un appareil construit d'après les principes que je viens d'indiquer. Pendant cette

longue période d'années, j'ai noté les *desiderata* de cet appareil, et dans l'instrument actuel, l'opticien, M. Roulot, a réalisé les modifications de détail que l'expérience m'a suggérées.

Deux disques verticaux, mobiles autour d'un même axe horizontal, portent chacun une série de verres.

Le premier est garni de verres cylindriques sertis dans des bonnettes dentées sur leur pourtour, de telle sorte qu'une grande roue dentée permet d'imprimer simultanément à toutes les bonnettes un mouvement de rotation. Il en résulte que, lorsqu'on a déterminé l'orientation de l'astigmatisme, la rotation du disque amène devant l'œil la série de verres cylindriques sous l'orientation voulue.

Le second disque porte une série de verres sphériques ; aussi la rotation de ce disque permet-elle de corriger la myopie et l'hypermétropie.

En prenant pour objet des caractères d'impression fixés au mur le plus éloigné de la salle, ce système de disques permettrait déjà de mesurer la réfraction de l'œil avec une assez grande exactitude.

Mais il est préférable de se servir de la figure étoilée décrite plus haut, placée dans le stéréoscope joint à l'appareil. On obtient ainsi une précision plus grande de l'angle, car la vision binoculaire ne peut se produire que si les deux yeux sont exactement dans le même plan horizontal. De plus, point tout à fait capital, la fusion binoculaire des deux images, en déterminant la position des lignes visuelles, a pour effet d'empêcher les brusques variations de l'accommodation, ce qui dispense complétement de l'emploi si désagréable du sulfate d'atropine.

SUR LE SPECTRE DE L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE DANS UN GAZ COMPRIMÉ,

PAR M. A. CAZIN.

Je conclus de mes expériences que l'étincelle électrique dans un gaz contient des particules gazeuses incandescentes qui produisent un spectre de lignes, et des particules solides ou liquides qui produisent un spectre continu : les premières proviennent du milieu gazeux et des électrodes, et les secondes sont arrachées aux

électrodes ou aux parois voisines de l'étincelle. C'est dans le trait du feu que sont rassemblées les particules solides ou liquides; l'auréole est formée surtout par les particules gazeuses. Cette auréole est à l'étincelle totale ce que la base bleuâtre de la flamme d'une bougie est à la flamme entière.

Quand la pression croît, les particules solides ou liquides deviennent plus abondantes, et leur spectre continu prédomine; il finit par empêcher que l'on distingue le spectre linéaire de la partie gazeuse. Quand on observe à la vue, comme l'ont fait MM. Wüllner, Frankland, Lockyer, Cailletet, il semble que les lignes spectrales s'épanouissent de plus en plus, et qu'elles se rejoignent finalement. Mais s'il est vrai que les lignes gazeuses s'estompent notablement, il me paraît inexact de dire qu'elles se rejoignent, et que la continuité apparente du spectre de l'étincelle à haute pression résulte de l'épanouissement indéfini de ces lignes.

Mes premières expériences ont été communiquées en mai 1876 à la Société Philomathique; j'observais l'étincelle à la vue, à l'aide d'un spectroscope ordinaire. J'ai fait cette année une seconde série d'expériences photographiques qui ont été communiquées le 12 mai à la même Société (1) et le 21 mai à l'Académie des Sciences (2).

Première série. — Le gaz azote est comprimé dans un tube de verre à l'aide d'une sorte de piézomètre à mercure. Un fil de platine est soudé à l'extrémité effilée de ce tube; un second fil semblable est maintenu dans l'intérieur du tube, parallèlement au premier, à l'aide d'un fil de fer qui plonge dans le mercure de l'appareil. Une grosse bobine de Ruhmkorff produit l'étincelle entre les deux fils de platine, et cette étincelle est projetée par une lentille sur la fente du spectroscope.

A la pression ordinaire, l'étincelle est pâle et sillonnée d'un grand nombre de petits traits de feu (étincelle composée). Au spectroscope, on distingue sur les fils les cannelures attribuées à l'azote, et dans leur intervalle les lignes brillantes caractéristiques de ce gaz. Quand la pression croît, les cannelures s'évanouissent graduellement, les lignes deviennent de plus en plus diffuses; le fond con-

---

(1) *Bulletin de la Société Philomathique de Paris*, 7e série, t. I, n° 2.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 21 mai 1877.

tinu du spectre devient assez brillant pour que l'on cesse de distinguer plusieurs lignes du gaz. A partir de 2^{atm}, on ne voit plus que six lignes de l'azote, de l'orangé au bleu, et cinq bandes diffuses au delà. On remarque aussi que le nombre des traits de feu qui composent la partie brillante de l'étincelle a augmenté. A 10^{atm}, il ne reste que deux lignes de l'azote, $\lambda_1 = 567$ et $\lambda_2 = 500$; une ligne très-brillante est apparue dans le violet, $\lambda_3 = 424$. La raie du sodium est aussi très-vive, tandis qu'on ne la voyait pas à la pression ordinaire. Cela met en évidence le rôle de la paroi du tube. Vers 15^{atm}, l'étincelle devient éblouissante. Sur le spectre continu, on entrevoit les quatre lignes précédentes et quelques points brillants entre les deux premières, qui sont au bord du spectre, au voisinage des électrodes : ce sont les raies du platine. On a poussé l'expérience jusqu'à 40^{atm} sans cesser de distinguer ces particularités.

Quand on laissa le gaz revenir à la pression ordinaire, le spectre reprit son aspect primitif, mais la raie du sodium persista sur l'électrode négative. Quand on renversait le sens du courant, cette raie passait instantanément d'une électrode à l'autre, comme si un composé du sodium eût été électrolysé par la décharge.

Je signalerai encore l'observation suivante, qui est intéressante à un autre point de vue. En opérant sur l'air, on a vu les vapeurs de l'acide hypoazotique se former abondamment à partir de 30^{atm}, et le spectroscope a montré le spectre d'absorption de ces vapeurs, avec un éclat remarquable, bien que l'épaisseur de la couche absorbante ne fût que de 2 ou 3^{mm}.

Deuxième série. — L'observation directe des spectres d'étincelle est très-fatigante pour la vue; il est impossible d'en saisir tous les détails et de les reproduire sur un dessin exact. Les effets d'irradiation troublent la vision et empêchent d'apprécier l'état réel des spectres. La Photographie lève ces difficultés. J'ai obtenu des clichés assez délicats pour se prêter à des mesures précises, et ils m'ont fourni une démonstration frappante de la proposition que j'ai énoncée.

Mon appareil se compose d'un spectroscope ordinaire à un seul prisme de flint, où l'oculaire est remplacé par une petite chambre noire. J'ai eu recours au collodion tantôt humide, tantôt sec; la

durée de pose variait de un quart d'heure à une heure, suivant l'éclat des étincelles. Le spectre est photographié de la raie F à la raie M, avec une intensité remarquable entre les raies G et L. J'ai reconnu les raies du spectre en photographiant sur la même plaque l'un à côté de l'autre le spectre solaire et le spectre de l'étincelle, et ayant recours aux planches d'Angström et à celles de MM. Mascart et Cornu pour l'ultra-violet.

L'un des clichés, obtenu à la pression ordinaire, dans l'azote, avec une étincelle condensée par neuf jarres électriques, et jaillissant entre deux petites boules de platine, contient soixante-seize lignes, dont voici les principales dans la région GH. L'intensité relative des raies varie de 1 à 6.

*λ = 434,8	5 diffuse	λ = 411,8	5 (double)
432,5	3	411,0	3
431,4	4	410,2	4
429,9	2	*409,5	4
428,7	2	407,6	4
427,4	4 diffuse	406,9	4 (double)
*423,8	6 diffuse	*x* 406,5	3
422,0	4	*x* 406,2	3
420,7	3	405,7	2
419,1	3	*x* 404,9	5
*417,5	4 diffuse	*404,2	5
x 416,2	4 (2 au milieu)	403,5	4
415,2	4	*x* 402,6	3
414,3	4	*399,6	6
413,1	4	398	2

Les raies désignées par un astérisque ont déjà été signalées comme propres à l'azote, les unes par M. Huggins, les autres par M. Salet. Les autres n'ont pas encore été observées. Parmi celles-ci, celles qui sont désignées par la lettre *x* ne se sont pas produites dans l'air avec des boules d'étain. Toutes les autres sont communes aux deux spectres, et par conséquent appartiennent à l'azote ou à l'hydrogène, à cause d'une dessiccation incomplète. La plupart des raies *x* sont plus intenses aux extrémités qu'au milieu. Le spectre obtenu avec des boules d'étain a montré que les raies des électrodes présentent cette particularité. C'est en plaçant l'étincelle parallèle-

ment à la fente du spectroscope qu'on rend cet effet plus apparent. On doit donc attribuer les raies x au platine. Cette particularité des raies des électrodes me paraît explicable par le *renversement*. Au voisinage des électrodes, si l'étincelle est parallèle à la fente, et dans l'auréole, si l'étincelle est perpendiculaire, la vapeur métallique produit les raies d'émission. Au contraire, au milieu de l'étincelle, le trait de feu formé par des particules solides ou liquides produirait, s'il était seul, un spectre continu; comme il est entouré de vapeur métallique, celle-ci donne lieu aux raies d'absorption.

Les expériences photographiques que je viens de décrire garantissent l'exactitude de cette méthode expérimentale, et, comparées à l'expérience suivante, elles confirment la proposition fondamentale qui est l'objet de ce travail.

L'étincelle étant perpendiculaire à la fente, on a sur la photographie des lignes courtes et des lignes longues, qui dépassent de chaque côté la bande spectrale moyenne.

A la pression de 1^{atm}, les lignes de l'azote s'étendent de part et d'autre de la région moyenne impressionnée par une faible lumière continue; elles ont sur toute leur longueur une admirable netteté, puisqu'on peut en mesurer plus de trente dans l'espace de 3^{mm}.

On répète une expérience semblable à 8^{atm}; la région moyenne du spectre est tout à fait continue, et l'on y distingue à peine les raies du gaz; mais celles-ci s'étendent de part et d'autre, comme dans le spectre précédent, et conservent leur finesse. C'est exactement l'effet que produirait un trait de feu formé par des poussières solides, et entouré d'une auréole de gaz lumineux.

Dans toutes ces expériences photographiques, le gaz était contenu dans un cylindre de cuivre de 10^c de diamètre, muni d'une glace, à travers laquelle les rayons de l'étincelle se rendaient au spectroscope. Ils étaient concentrés sur la fente par une lentille achromatique. L'étincelle éclatant loin des parois, leur influence est complétement évitée.

Le spectre ultra-violet de l'azote s'étend très-loin quand on dispose un prisme et des lentilles de quartz dans le spectroscope. Il atteint presque la longueur de celui du cadmium, que M. Mascart a mesuré exactement. Je m'occupe de la détermination de ce spectre,

ce qui est relativement facile, maintenant que le travail de M. Mascart fournit les longueurs d'onde des principales raies du cadmium.

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES ÉLÉMENTS PRINCIPAUX D'UN SYSTÈME OPTIQUE;

PAR M. A. CORNU.

La détermination des éléments principaux d'un système optique ne présente théoriquement aucune difficulté : au point de vue pratique, il n'en est pas de même lorsqu'on veut opérer avec précision; on se trouve la plupart du temps en présence de cas particuliers, dans lesquels les règles ordinaires ne s'appliquent plus ou du moins présentent dans leur application des circonstances inadmissibles.

Ayant rencontré un certain nombre de ces difficultés, à l'occasion de recherches diverses, je me suis attaché à les résoudre le plus simplement qu'il m'a été possible de le faire.

I. — *Détermination des éléments principaux d'un objectif composé quelconque.*

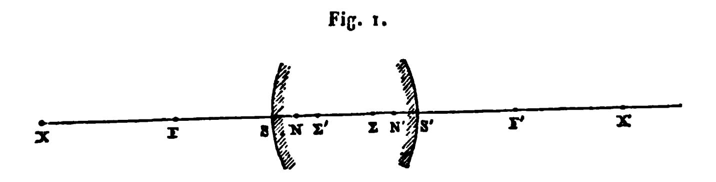
Il s'agit, comme on sait, de fixer, sur l'axe principal du système, la position de quatre points : les deux foyers principaux et les deux points nodaux (images du centre optique).

La règle que je vais indiquer s'applique aussi bien à une lentille simple qu'à un système de lentilles, qui est, comme on le sait, équivalent à une lentille unique. Il est bon d'employer une lumière homogène, à moins que le système ne soit bien achromatique; l'emploi d'un verre coloré suffit souvent pour donner une grande précision aux pointés; mais il est nécessaire, tout d'abord, de vérifier que le système est aplanétique, c'est-à-dire que tous les rayons qu'il doit réfracter concourent bien à la formation d'une image unique dans tous les cas où l'on devra l'utiliser; s'il n'en était pas ainsi, en réduisant son ouverture par un diaphragme de grandeur et de position convenables, on arriverait à le rendre suf-

fisamment aplanétique pour posséder les propriétés théoriques qui servent de définition aux éléments principaux.

Ces propriétés sont les suivantes : les *foyers principaux* F, F′ (*fig.* 1) sont les points de convergence des rayons parallèles à l'axe du système; les points nodaux N, N′ sont les images virtuelles du centre optique, vues par un observateur placé d'un côté ou de l'autre du système : les distances NF et N′F′ sont égales à la *distance focale principale f*, et les distances x, x' de deux foyers con-

Fig. 1.



jugués quelconques X, X′ aux foyers principaux correspondants [1]

---

[1] Il faut apporter quelque attention dans certains systèmes optiques pour bien établir la *correspondance* des trois points X, F, N et X′, F′, N′, car, suivant les cas, les points nodaux NN′ et les points FF′ peuvent occuper les positions relatives les plus diverses.

On évitera toute erreur en commençant par supposer une source de lumière réelle X, située à l'infini, du côté gauche par exemple, et se déplaçant toujours dans le même sens (vers la droite), jusqu'à la première surface (celle de gauche du système): on aura $x = -\infty$. On supposera l'observateur placé de l'autre côté du système, et marquant successivement les foyers conjugués qu'il rencontrera : d'abord le foyer principal F′, c'est l'origine des x'; le point lumineux se rapprochant, le foyer conjugué x' s'éloignera de F′ et x' croîtra positivement; quand le point lumineux sera arrêté au point F, tel que X′ soit à l'infini, la distance x sera nulle, car F est l'origine de x. Le point lumineux X continuant sa marche, le foyer conjugué X′ ne sera plus réel : l'observateur ne juge de la position de ce foyer que par la divergence des rayons émergents : on dit qu'alors le foyer conjugué est *virtuel*, il a passé à gauche du système; il faut donc compter x négativement par rapport aussi à F′ qui est son origine, tandis que x est positif, compté relativement à F. Le point lumineux s'avançant toujours arrivera à la première surface (celle de gauche); là, matériellement, il ne pourrait plus avancer; mais, pour l'observateur placé de l'autre côté du système, tout se passera comme si la source lumineuse pénétrait réellement dans le système, si l'on prend pour source lumineuse le point de concours de rayons concentrés par un système optique quelconque : de cette manière le point lumineux peut atteindre jusqu'au centre optique, c'est-à-dire jusqu'à un point tel que tout rayon entrant par la première surface du système émerge parallèlement à sa direction à sa sortie de la dernière. L'image virtuelle du centre optique pour l'observateur, toujours situé du côté de la dernière surface, est le point nodal N′. Les trois points N′, F′, X′ correspondants sont donc ainsi bien définis. On obtiendrait de même la correspondance des trois autres.

sont liées entre elles par la relation

$$xx' = -f^2,$$

On met le signe — si l'on compte x et x' dans le même sens.

La règle ordinaire s'en déduit aisément : 1° on détermine la position des foyers principaux F et F', en tournant successivement les faces du système vers un objet situé à l'infini, et l'on observe de l'autre côté du système le foyer des rayons conjugués; 2° on place un objet à une distance x d'un des foyers principaux et on observe la distance x' du foyer conjugué à l'autre foyer principal; le produit xx' donne le carré f^2 de la distance focale principale cherchée.

1° *Détermination des foyers principaux.* — Là déjà on rencontre une petite difficulté pratique; on dispose rarement d'un objet situé assez loin pour qu'on puisse le considérer comme à l'infini; on peut le remplacer par un collimateur, mais il faut que ce collimateur ait lui-même été réglé : la difficulté n'est donc que déplacée. L'emploi d'un miroir plan, utilisé sous l'incidence normale, simplifie sous certains rapports ce réglage; mais on peut s'en passer à l'aide de la règle suivante, qui n'est pas neuve, mais qui n'est pas assez connue :

On vise un objet assez éloigné, situé à m fois la distance focale de l'objectif, $x = mf$; la distance x' du foyer conjugué au foyer principal est la fraction $\frac{1}{m}$ de la longueur focale principale f.

C'est une conséquence de la formule $xx' = -f^2$ qu'on peut écrire $\frac{x'}{f} = -\frac{f}{x}$; si donc $x = mf$, il vient $x' = -\frac{f}{m}$; comme on le voit, la distance de l'objet est comptée non pas à partir du centre de l'objectif, mais à partir du foyer principal F situé du côté opposé à l'observateur; mais, comme on doit prendre m assez grand pour pouvoir confondre $\frac{1}{m}$ avec $\frac{1}{m+1}$, il suffit de connaître d'une manière approchée la distance de l'objet.

Ainsi, avec un objectif de $0^m,30$ de distance focale, un objet situé à 300^m donne un foyer conjugué, qui ne diffère que de la fraction $\frac{0,3}{300}$ ou $\frac{1}{1000}$ de la distance focale $0^m,300$, c'est-à-dire de $\frac{1}{3}$ de millimètre.

On peut donc se contenter d'observer avec exactitude la position du foyer de l'objet à 300^{m} : la correction à faire subir à cette observation est déterminée avec une exactitude parfaitement suffisante, quand bien même la distance de l'objet ne serait qu'imparfaitement déterminée. Une graduation sur le tirage des appareils optiques employés permet d'effectuer cette correction avec une extrême facilité. Le sens de la correction n'est jamais douteux : si, par suite d'une complication quelconque, on hésitait sur ce sens, il suffirait d'observer successivement des objets de plus en plus éloignés : la position des foyers successifs de ces objets indiquera le sens de la correction qui détermine le foyer de l'infini.

Ainsi, avec cette règle, on peut se passer d'objets situés à de grandes distances, de collimateur ou de miroir plan, et inversement on peut régler les collimateurs et contrôler la planéité d'un miroir.

2° *Détermination des points nodaux.* — Il faut que x et x' soient déterminés avec une précision suffisante, car $f^2 = -xx'$; dès lors, si l'on commet une erreur δx sur x et $\delta x'$ sur x', on commet sur f une erreur δf, telle que

$$-(f+\delta f)^2 = (x+\delta x)(x'+\delta x')$$

ou approximativement

$$-2f\delta f = x\delta x' + x'\delta x;$$

divisant par f^2 et remarquant que

$$\frac{x}{f^2} = -x' \quad \text{et} \quad \frac{x}{f^2} = -x,$$

il vient

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{1}{2}\left(\frac{\delta x'}{x'} + \frac{\delta x}{x}\right),$$

d'où l'on conclut que *l'erreur relative commise sur la distance focale est la moyenne des erreurs relatives commises sur les coordonnées x et x' des foyers conjugués.*

On reconnaît que ni x ni x' ne doivent être très-petits, car ces quantités entrent en dénominateur, et, comme δx et $\delta x'$ ne peuvent pas être nulles, l'erreur relative augmente rapidement avec la petitesse de x.

On pourrait croire que δx peut être égal à zéro ou au moins négligeable, puisque la position de l'objet peut être définie avec une grande exactitude; mais il n'en est rien, car x est la différence entre la position de l'objet et la position du foyer F; comme cette dernière est nécessairement erronée de δF, x est au moins égal à δF.

En tout cas, il est évident que, si x et x' sont de même ordre de grandeur, $\delta x'$ et δx sont aussi de même ordre; pour trouver les meilleures conditions à remplir, on peut supposer $\delta x' = \delta x = \delta F$, c'est-à-dire égale à l'erreur qu'on commet dans la détermination du foyer principal; on aura donc

$$\frac{f}{\delta f} = \frac{\delta F}{2}\left(\frac{1}{x} + \frac{1}{x'}\right) \quad \text{avec} \quad xx' = f^2.$$

Les valeurs de x et x' qui rendent δf minimum sont évidemment $x = x'$, car on peut écrire

$$\frac{\delta f}{f} = -\delta F \frac{x + x'}{2xx'} = \frac{\delta F}{2} \frac{x + x'}{f^2};$$

il faut donc que les distances focales conjuguées soient voisines de l'égalité.

On est tenté alors de choisir pour la position de X et X′ les points situés au double de la distance focale principale, comme dans le focomètre de Silbermann; mais cette disposition a l'inconvénient pratique d'exiger souvent, pour l'appareil de mesure, un développement inadmissible, égal au quadruple de la distance focale.

J'ai pensé qu'il était beaucoup plus pratique et surtout plus exact de prendre pour x et x' deux valeurs, pour ainsi dire égales et de signe contraire à celles-là, à savoir deux points très-voisins des points nodaux: les deux systèmes de points que je recommande, en raison des simplifications qu'ils apportent, sont les sommets des surfaces extérieures du système optique donné et leurs images observées à travers la surface opposée.

A cet effet, on trace (avec un pinceau et de l'encre de Chine délayée dans un peu d'eau gommée) sur le milieu de l'une des surfaces un petit trait S, et l'on mesure, par un moyen qui sera indiqué plus loin, la distance ε' de son image Σ', vue à travers la surface S′,

au sommet S', sur laquelle on a tracé également un petit trait (*fig.* 1).

Comme on a mesuré préalablement les distances des foyers principaux F et F' aux surfaces voisines SS', à savoir FS $= d$, F'S' $= d'$, on voit que, si S sert de point lumineux, Σ' est son foyer conjugué; dès lors on a

$$d(d' + \varepsilon') = -f^2.$$

Mais, comme on peut de la même manière, en retournant le système, observer S' à travers la surface S, c'est-à-dire son image Σ et mesurer la distance SΣ $= \varepsilon$, on aura une nouvelle équation

$$d'(d + \varepsilon) = -f^2,$$

laquelle fournit une vérification d'autant plus précieuse qu'elle est très-aisée à obtenir. On détermine ainsi de deux manières la distance focale principale f.

Connaissant la valeur de f, en la portant en sens convenable, à partir de F et de F' sur l'axe principal, on détermine alors les points nodaux NN'.

L'équation de vérification peut se mettre sous la forme intéressante

$$d\varepsilon' = d'\varepsilon \quad \text{ou} \quad \frac{d}{d'} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon},$$

qui s'interprète aisément.

La détermination de ε et ε' se fait très-aisément : il suffit de placer le système proposé sur un petit chariot mobile le long d'une règle divisée; un microscope à long foyer, muni d'un réticule et d'un oculaire positif convenable, permet de définir avec précision le plan de visée en φ. On déplace le système optique de façon à amener successivement dans le plan de visée φ le trait de la surface S' et l'image du trait S, c'est-à-dire sur le réticule l'image du trait de la surface S', puis l'image conjuguée du trait S; la différence des lectures du chariot dans ces deux positions donne la longueur ε'.

On peut même, si la course du chariot est suffisante, déterminer aussi d' par une troisième lecture : il suffit de disposer dans l'axe même de l'appareil un objet suffisamment éloigné (ou un collimateur au besoin), et de déplacer le chariot jusqu'à ce que le plan principal du système optique vienne coïncider avec le plan focal φ du microscope, ce que l'observateur déterminera par la con-

dition de voir l'image *redressée* de l'objet en coïncidence avec le plan du réticule.

Les trois lectures consécutives du chariot donnent donc d et $d' + \varepsilon$; si l'on recommence les mêmes opérations en retournant le système optique, on obtiendra de même d et $d + \varepsilon$, par suite, les éléments de la détermination de f^2.

Je pense que la solution du problème proposé est arrivée à son maximum de simplicité pratique.

(*A suivre.*)

ABAQUE GRAPHIQUE DES LENTILLES;

PAR M. C.-M. GARIEL.

La formule classique des lentilles

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

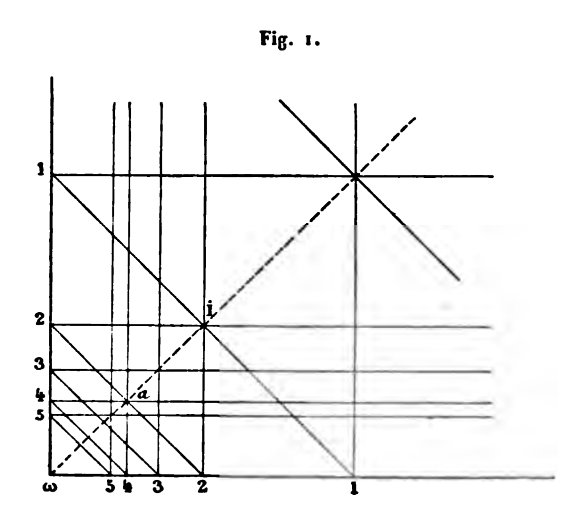
qui donne facilement la position relative des foyers conjugués, ne laisse pas cependant que d'être fastidieuse, lorsque l'on a à répéter un certain nombre de fois le même calcul; il y a avantage, surtout lorsqu'il n'est pas nécessaire d'avoir une très-grande exactitude, à remplacer la formule et les calculs correspondants par un tableau graphique.

On obtient immédiatement ce tableau en posant $x = \frac{1}{p}$ et $y = \frac{1}{p'}$ et l'on a des droites $x + y = \frac{1}{f}$ inclinées à 45° sur les axes, chaque droite correspondant à une valeur donnée de f. Ce tableau (*fig.* 1), qui peut rendre quelques services, n'est cependant pas d'un usage très-commode, parce que, les axes devant être divisés d'après les relations $x = \frac{1}{p}$, $y = \frac{1}{p'}$, il n'y a pas proportionnalité entre les longueurs mesurées et les nombres qu'elles représentent, de telle sorte que l'on ne peut que difficilement se servir de valeurs qui ne correspondent pas à des lignes tracées sur le tableau.

On peut tracer un tableau, qui, s'il ne présente pas la disposi-

tion ordinaire des abaques graphiques, jouit, en revanche, de la propriété que l'on peut, par proportionnalité, y mesurer toutes les valeurs. Nous sommes arrivé à cette construction en cherchant

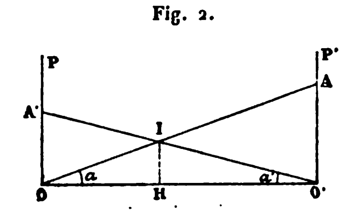
Fig. 1.



la projection conique du tableau précédent, ou autrement en cherchant la figure dont ce tableau serait la perspective. Mais on peut arriver directement à sa construction comme il suit, et cette méthode nous paraît plus simple :

Convenons de porter sur deux droites parallèles OP et O'P' (*fig.* 2), et à partir de deux points O et O' pris sur une perpen-

Fig. 2.



diculaire commune à ces droites, des longueurs O'A et OA' qui mesurent à une échelle déterminée les quantités p et p'. Il est facile de reconnaître que, si le point d'intersection I de ces lignes se meut sur une parallèle à OO', située à une distance IH de cette droite égale à f, les valeurs p et p' sont les distances de deux foyers

conjugués à la lentille, dont la distance focale est f. On a, en effet,

$$\frac{OO'}{AO'} = \frac{OH}{IH} \quad \text{et} \quad \frac{OO'}{A'O} = \frac{O'H}{IH},$$

et, en ajoutant membre à membre,

$$OO'\left(\frac{1}{AO'} + \frac{1}{A'O}\right) = \frac{1}{IH}(OH + O'H),$$

soit

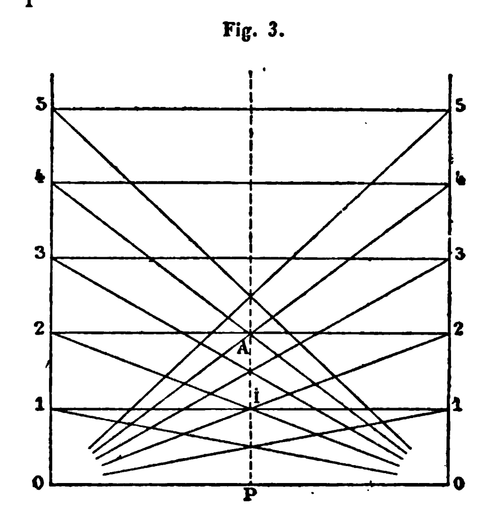
$$\frac{1}{AO'} + \frac{1}{A'O} = \frac{1}{IH},$$

ou d'après des données

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

Le tableau que l'on pourra employer, et dont la *fig.* 3 donne une idée, comprendra :

Fig. 3.



1° Des lignes parallèles, également distantes et dont la distance à la ligne fixe OO′ mesurera f;

2° Des lignes divergeant de O et coupant la ligne verticale opposée à des distances égales; chaque ligne correspondra à la valeur de p, qui sera mesurée à l'échelle déterminée par la distance de O′ à la ligne;

3° Des lignes divergeant de O′ et satisfaisant aux mêmes conditions que les précédentes.

On se servira facilement de ce tableau en remarquant que les valeurs de p, p' et f qui se correspondent sont celles qui sont déterminées par trois droites appartenant respectivement à chacun des systèmes précédents et se coupant en un même point.

Si l'on veut que le tableau puisse être employé dans tous les cas et puisse également servir pour les lentilles convergentes et les lentilles divergentes, il faut que l'une au moins des séries de lignes divergentes se continue au delà de la verticale correspondante ; ces lignes, qui font alors avec OO′ des angles obtus, correspondent à des valeurs négatives de p ou de p'.

Il peut n'être pas inutile de faire remarquer encore que, si les points d'intersection ne se trouvent pas sur des lignes déjà tracées, il suffirait de diviser *proportionnellement* les longueurs comptées perpendiculairement à O et O′ et comprises entre les lignes les plus voisines pour avoir la valeur exacte ; cette division peut le plus souvent se faire avec une exactitude suffisante à simple vue.

En employant un tableau complet, on peut résoudre immédiatement toutes les questions dans lesquelles, connaissant deux des trois quantités p, p', f, on veut trouver la troisième.

FROTTEMENT ENTRE DEUX SURFACES DANS LE CAS DES FAIBLES VITESSES ;

PAR MM. FLEEMING, JENKIN ET J.-A. EVING [1].

(Traduit par M. Bouty.)

On croit généralement, d'après les recherches de Coulomb et de Morin, que le frottement entre deux surfaces est indépendant de leur vitesse relative ; mais que la force nécessaire pour vaincre le frottement au départ est (au moins dans certains cas) plus grande que celle qui lui fait équilibre pendant le mouvement ; en d'autres

---

[1] *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVI, p. 93.

termes, le coefficient statique est habituellement considéré comme supérieur au coefficient cinétique. Les auteurs ont pensé qu'il pouvait y avoir continuité entre les deux sortes de frottements, au lieu d'un changement brusque à l'instant où le mouvement commence. On devait s'attendre à ce que, pour les vitesses relatives très-faibles, on trouverait un accroissement continu du frottement quand la vitesse diminue. Cet accroissement a-t-il réellement lieu? C'est ce que les expériences de Coulomb et de Morin laissent dans le doute, leurs méthodes étant inapplicables au cas de très-faibles vitesses. Les auteurs ont réussi à mesurer le frottement entre des surfaces dont le déplacement ne dépassait pas 0,005 de pied par seconde, et ils ont trouvé que, dans certains cas, le coefficient de frottement augmente quand la vitesse diminue.

L'appareil dont on s'est servi consistait en un disque de fer de 2 pieds de diamètre et du poids de 86,2 livres, supporté par un axe d'acier dont les extrémités avaient moins de $\frac{1}{16}$ de pouce de diamètre. Ces extrémités reposaient sur des supports formés d'entailles rectangulaires, découpées dans la matière dont on voulait étudier le frottement sur l'acier. Le disque était mis en mouvement, puis abandonné à lui-même jusqu'à ce qu'il s'arrêtât par suite du frottement des extrémités de l'axe. La loi du mouvement était déterminée de la manière suivante :

Une bande en papier large, de 2 $\frac{1}{2}$ pouces, était enroulée sur la périphérie du disque, et l'on faisait osciller un pendule en regard de cette bande de papier dans un plan perpendiculaire à celui du disque. Sur le pendule était assujetti un siphon capillaire de verre dont une extrémité plongeait dans une boîte contenant de l'encre, tandis que l'autre se terminait à une petite distance du papier, dans le sens de la largeur duquel il oscillait en même temps que le pendule. En maintenant la boîte à encre fortement électrisée, de l'encre était déposée sur le papier, sous forme de gouttes très-petites et se succédant rapidement. Ainsi, sans introduire aucun frottement, on obtenait une trace permanente du mouvement résultant du pendule et du disque. Ce mode d'enregistrement sans frottement a été indiqué par sir William Thomson pour la télégraphie, et est employé dans son enregistreur à siphon (*siphon recorder*).

A l'aide de la courbe ainsi obtenue, il était aisé de déterminer l'accélération négative du disque (et par suite le frottement) corres-

pondant à diverses vitesses des faces frottantes. La plus petite vitesse sur laquelle on ait fait des déterminations est de 0,0002 de pied par seconde, et la plus grande 0,01 de pied par seconde. Les surfaces étudiées ont été : acier sur acier, sur laiton, sur agate, sur hêtre, etc., les surfaces étant sèches, mouillées ou huilées. Dans le cas de l'acier frottant sur du hêtre huilé ou mouillé, on a trouvé un accroissement du frottement d'au moins 20 pour 100 quand on faisait diminuer la vitesse dans les limites ci-dessus indiquées : il paraissait d'ailleurs que, pour la plus grande de ces vitesses, la valeur limite était sensiblement atteinte ; mais il est impossible de fixer quel serait l'accroissement entre la plus faible vitesse expérimentée et le repos absolu. Pour l'acier ou l'agate mouillée, l'accroissement était beaucoup moins marqué, et dans le cas de l'acier sur l'acier huilé on a cru constater une légère modification en sens inverse; mais il serait nécessaire d'examiner ce dernier point de plus près. Dans tous les autres cas, le frottement a paru parfaitement constant et indépendant de la vitesse. Ainsi on a pu constater une différence dans le sens prévu, quand il y a réellement une différence entre le frottement statique et le frottement cinétique. Ce résultat rend extrêmement probable la continuité du phénomène.

E. EDLUND. — Ueber die elektrische Ströme welche bei dem Strömen der Flüssigkeiten durch Röhren entstehen (Sur les courants produits par le passage d'un liquide dans un tuyau); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 161, 1877.

On fait passer un courant de liquide dans un tube de verre; deux fils d'or traversent la paroi en deux points, et sont réunis par un fil passant sur un galvanomètre. En éliminant l'influence de la polarisation des fils d'or, on peut s'assurer que le courant observé dans le galvanomètre n'est pas causé par le frottement de l'eau sur les électrodes ou sur les parois du vase où elle coule, que son intensité croît avec la vitesse du liquide et est indépendante de la section du tube et de la distance des extrémités des fils. Si l'on introduit, outre le galvanomètre, des résistances dans le circuit, l'intensité varie dans le rapport inverse des résistances totales.

Les courants ainsi obtenus ont la même origine que les courants

obtenus par M. Quincke, en faisant passer le liquide à travers un diaphragme poreux, et sont du même ordre de grandeur.

Quant à leur cause, M. Edlund admet que l'éther est partiellement entraîné par l'eau, comme l'air par un corps poreux; que par suite la densité de l'éther doit être plus grande dans les parties antérieures du tube, de même qu'un piston poreux, qui se meut dans un tube plein d'air, le raréfie derrière lui et le comprime devant; et, d'après sa théorie, un fil métallique dont les deux extrémités sont en contact avec de l'éther à des densités différentes est nécessairement parcouru par un courant.

Cependant il annonce que l'eau et l'alcool produisent des courants de sens inverse.

A. Potier.

J. MOSER. — Die Spectren der chemischen Verbindungen (Spectres des combinaisons chimiques); *Ann. de Pogg.*, t. CLX, p. 177; 1877.

L'auteur a étudié trois spectres d'absorption : ceux du brome, de l'iode et de l'acide hypoazotique, et déterminé les variations qu'ils éprouvent quand on augmente l'épaisseur de la couche absorbante , ou que l'on élève la température.

La plus ou moins grande épaisseur de la couche de vapeur traversée par la lumière ne modifie pas l'aspect général du spectre : toutes les raies, sans exception, augmentent d'intensité quand l'épaisseur augmente; pas une seule ne s'affaiblit ni ne disparaît. Au contraire, quand on élève la température, les diverses portions du spectre sont différemment affectées; la plupart des bandes d'absorption augmentent en intensité, mais quelques-unes s'affaiblissent.

Ces changements sont du même ordre que ceux que l'on observe à haute température dans les spectres d'émission. Les spectres d'absorption peuvent, au même titre que les premiers, être considérés comme invariables et caractéristiques.

Mais, aux températures très-élevées où les spectres d'émission sont observés d'ordinaire, les éléments de la plupart des composés chimiques doivent être dissociés. Aussi les raies caractéristiques des divers métaux fournies par leur azotate, leur chlorure ou leur

oxyde sont-elles les mêmes, pourvu que la température soit la plus haute possible; mais, si les spectres d'émission se rapportent aux corps simples, les spectres d'absorption, observés à basse température, sont caractéristiques des corps composés : chacun a ses bandes d'absorption particulières comme il a sa couleur propre.

Telles sont les considérations que l'auteur développe longuement. Elles devraient, pour être acceptées, se fonder sur de nombreuses observations, qui font défaut jusqu'ici, et que M. Moser se propose de réaliser en partie dans des travaux ultérieurs.

E. Bouty.

VALENTINO CERRUTI. — Considerazioni sui calori specifici (Considérations sur les chaleurs spécifiques); *Reale Accademia dei Lincei*, série 3, t. I.

Quand un corps subit une transformation réversible quelconque, on sait que la quantité de chaleur dQ, absorbée pour produire cette transformation, n'est pas une différentielle exacte, mais qu'elle le devient quand on la multiplie par un facteur $\frac{1}{T}$, égal à l'inverse de la température absolue :

$$\frac{dQ}{T} = dS.$$

La fonction S, dont dS est la différentielle, a été désignée par Clausius sous le nom d'*entropie*.

Soient x et y les deux variables choisies pour définir l'état d'un corps. On a identiquement

$$dS = \frac{dS}{dx}\,dx + \frac{dS}{dy}\,dy$$

$$dQ = \left(T\frac{dS}{dx}\right)dx + \left(T\frac{dS}{dy}\right)dy.$$

Prenons p et t comme variables indépendantes, et supposons p constant. On a

$$dQ = \left(T\frac{dS}{dt}\right)dt,$$

et l'on voit que $T\frac{dS}{dt}$ n'est autre chose que ce que l'on est convenu d'appeler la *chaleur spécifique* à pression constante. De même $T\frac{dS}{dt}$ est la chaleur spécifique à volume constant, quand on prend p et t pour variables indépendantes.

M. Cerruti propose de généraliser de la manière suivante la dénomination de chaleur spécifique : on appellerait le produit $T\frac{dS}{d\sigma} = C_\sigma$ la *chaleur spécifique relative à la transformation* $d\sigma$, de telle sorte que la quantité de chaleur dQ absorbée serait toujours égale au produit de la variation $d\sigma$ par la chaleur spécifique correspondante.

Quel que soit le choix des variables indépendantes, l'équation $S = \text{const.}$ exprime toujours une loi de transformation sans variation de chaleur. Géométriquement, cette équation se rapporte à une ligne, bien connue dans la Théorie mécanique de la chaleur sous le nom de *ligne adiabatique*. Soit dn un segment infiniment petit pris sur la normale en un point donné M à la ligne $S = \text{const.}$ On a

$$T\frac{dS}{d\sigma} = T\frac{dS}{dn}\frac{dn}{d\sigma} \quad \text{ou} \quad C_\sigma = C_n\frac{dn}{d\sigma}.$$

Prenons sur la normale en M à la courbe $S = \text{const.}$ un segment de la longueur égale à C_n ; la chaleur spécifique C_σ sera égale à la projection de C_n sur la direction de l'élément de courbe $d\sigma$ passant par le point M. La chaleur spécifique relative à une transformation normale aux lignes adiabatiques offre donc un intérêt théorique spécial, puisqu'elle se prête si simplement au calcul de la chaleur spécifique relative à toute autre transformation.

On trouvera dans le Mémoire original des expressions intéressantes des chaleurs spécifiques relatives à des transformations opérées suivant une loi quelconque.

E. BOUTY.

RAOUL PICTET. — Sur les modes de cristallisation de l'eau et les causes des apparences variées de la glace; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. LIX, p. 154; juin 1877.

La glace transparente et la glace opaque sont des corps identiques qui ne se distinguent que par leur structure; il était donc intéressant de déterminer les conditions de formation de ces deux sortes de glaces.

A l'aide d'un appareil frigorifique l'auteur maintient une solution de glycérine dans l'eau à une température de —5° par exemple; dans ce bain incongelable, il introduit des bâches en tôle contenant de l'eau et examine ce qui s'y passe sous l'influence du bain froid qui lèche les parois extérieures des moules à glace.

De l'ensemble des observations voici ce que l'on peut conclure :

1° Lorsque la glace se forme sous l'action d'un froid modéré, variant entre zéro et —1°,5, elle est transparente comme du cristal, et ressemble à la glace naturelle.

2° Quand le liquide incongelable a une température inférieure à —3°, la glace est blanchâtre et sa densité est moindre. Plus le froid est vif, plus la teinte blanche s'accentue et plus la densité diminue.

3° La cohésion de la glace a son maximum avec le maximum de transparence.

4° Au point de vue de la fonte, les diverses sortes de glaces ne se distinguent pas les unes des autres, lorsqu'on les compare à poids égal.

L'auteur cherche ensuite à se rendre compte des différences si grandes que l'on constate dans la glace suivant la température du bain où elle se produit. Il faut pour cela étudier au microscope des morceaux de glace de diverses provenances. On reconnaît ainsi qu'il y a deux causes principales à l'opacité de la glace : d'une part, la présence d'une foule de globules d'air emprisonnés pendant la congélation (leurs diamètres sont compris entre $\frac{1}{100}$ et $\frac{1}{2}$ millimètre); d'autre part, la disposition relative des cristaux élémentaires qui, lorsqu'elle est irrégulière, détruit l'homogénéité au point de vue optique et peut empêcher la transparence.

Une expérience récente de M. Turrettini semble établir que la présence de l'air seule, et à l'exception de toute autre cause, suffit

pour produire l'opacité de la glace. Si l'on fait passer dans une masse liquide un courant d'air produisant un léger bouillonnement, la glace obtenue est toujours limpide et cela à toutes les températures, même les plus basses. Toutes les vésicules d'air sont entraînées par les bulles assez volumineuses que l'on introduit dans l'eau. C'est une application de ce que M. Turrettini a appelé le principe de l'*entraînement de l'air par l'air*.

Il faut remarquer toutefois que le mouvement de l'eau et le passage d'un courant d'air dans l'intérieur du liquide pourraient entraîner le parallélisme nécessaire des cristaux qui se forment, d'où résulterait la transparence de la glace.

Dans les expériences de MM. Mousson et Tyndall, la glace opaque, fortement comprimée, devient transparente : cela tient à ce que l'air englobé entre les particules solides se dégage progressivement d'une manière complète.

DAMIEN.

R. BOERNSTEIN. — **The influence of light upon the electrical resistance of metals** (Influence de la lumière sur la résistance électrique des métaux); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. III, p. 481, juin (supplément) 1877.

M. Börnstein a constaté que la résistance électrique des métaux, or, argent, platine, diminue lorsqu'on les expose à la lumière ; on se rappelle qu'un résultat analogue avait déjà été établi pour le sélénium et le tellure. Il a été nécessaire d'employer ces métaux sous forme de lames, assez minces pour être transparentes, afin que la lumière pût agir sur toute leur section. L'or a été pris sous forme de feuilles battues étalées sur du verre, le platine et l'argent sous forme de dépôts miroitants sur du verre ; quelques expériences ont été faites avec du fil à la Wollaston. Comme source de lumière, on a employé la lumière du sodium rendue parallèle au moyen d'un collimateur et, dans quelques cas, la lumière d'un spectre solaire.

La sensibilité des métaux à la lumière a été trouvée fort différente, suivant la méthode employée pour mesurer leur résistance électrique, ou pour mieux dire suivant l'intensité des courants employés pour faire cette mesure ; M. Börnstein a trouvé en effet que le seul fait du passage d'un courant à travers les feuilles métalliques

dont il s'est servi y produisait une double modification : leur résistance électrique augmente d'une fraction qui peut dépasser 1 pour 100, et, en même temps, leur sensibilité à la lumière diminue. Cette double modification dure environ un jour; on ne peut donc la confondre avec une élévation de température. Elle est d'autant plus marquée que le nombre et l'intensité des courants employés pour les mesures ont été plus considérables. En se servant de la méthode de Wheatstone, l'auteur a trouvé que l'action de l'éclairement ne diminuait la résistance de l'or et du platine que d'environ 0,01 pour 100 de leur valeur. En se servant de la méthode d'induction électromagnétique de W. Weber, laquelle n'exige que des courants faibles et de courte durée, il a trouvé des nombres environ trois fois plus grands; il a constaté en même temps qu'après chaque nouvelle détermination la résistance électrique du métal avait augmenté, et sa sensibilité à la lumière avait diminué.

Enfin, en se servant de la méthode de l'amortissement des oscillations d'une aiguille de galvanomètre, due également à W. Weber, M. Börnstein a trouvé des nombres considérables; les résistances du platine, de l'or et de l'argent diminuent d'environ 3, 4 et 5 pour 100 de leur valeur, sous l'influence de la lumière. Quant à l'influence de la réfrangibilité de la lumière, l'auteur fait trop peu d'expériences pour donner des résultats définitifs sur ce point.

G. Lippmann.

P. RIESS. — Ueber die neutralen Kämme der Holtz'schen Maschine (Sur les peignes neutres de la machine de Holtz); *Ann. de Pogg.*, t. CLX, p. 486, n° 3, 1877.

M. Riess appelle *peignes neutres* ceux qui terminent le « conducteur auxiliaire diamétral » de Poggendorff. En séparant ces peignes, on peut constater que la machine donne des étincelles d'autant plus fortes que l'on offre plus de facilité à l'écoulement de l'électricité de ces peignes, en les mettant en communication soit avec une pointe, soit avec le sol; quand ils sont isolés, ils n'améliorent en rien la marche de la machine : il est clair que la disposition adoptée par Holtz, et qui consiste à réunir ces deux

peignes par un conducteur, équivaut à les mettre en communication avec le sol, lorsque les deux électrodes de la machine sont isolées ; si, au contraire, l'un d'eux est en communication avec le sol, le conducteur qui réunit les deux peignes se charge d'électricité de même nom que l'électrode isolée, aux dépens du rendement de la machine ; aussi, pour assurer le jeu régulier de ces peignes auxiliaires, M. Riess conseille-t-il de les mettre en communication avec le sol.

Ces peignes neutres, qui ne sont pas indispensables au fonctionnement de la machine de Holtz, le sont à celui de la double machine de Poggendorff; ils empêchent un plateau électrisé, qui a déjà chargé l'une des armatures de papier, d'arriver avec la même charge à la seconde armature de la même machine.

A. Potier.

J. ALLAN-BROUN. — **The decennal period of magnetic variations, and of sun-spot frequency (De la période décennale des variations magnétiques et de la fréquence des taches solaires)**; *Nature*, t. XVI, p. 62, 1877.

Les oscillations diurnes de l'aiguille de déclinaison, découvertes il y a un siècle et demi par Graham, obéissent à une période décennale, dont la durée moyenne serait à peu près de $10\frac{1}{3}$ ans, suivant le Dr Lamont, de Zurich. Comme on sait, deux phénomènes très-différents semblent obéir à la même loi décennale : la production des taches solaires et celle des aurores boréales.

Le Dr Wolf, de Berne, en compulsant tous les documents qu'il put se procurer sur les taches solaires, conclut que la période commune est de $11\frac{1}{9}$ ans.

La principale cause de la différence entre les conclusions des astronomes de Munich et de Zurich provient de l'intervalle de 1787 à 1818 : suivant le premier, trois périodes doivent se trouver dans cet intervalle, suivant le second une seulement. L'auteur de l'article que nous analysons conclut de ses observations propres, et de la discussion de celles faites antérieurement, que la durée moyenne de la période est de 10,45 années, nombres se rapprochant suffisamment de celui fourni par Lamont. Il est à remarquer que la durée d'une période n'est pas constante et semble varier

dans certaines limites qui, à leur tour, se présenteraient périodiquement dans un laps de temps de près de 42 ans.

On observe généralement une recrudescence de taches solaires lorsque l'intensité de l'action magnétique augmente ; il paraît cependant que, dans le voisinage de l'équateur, les perturbations magnétiques ne dépendent pas toujours de l'état de la surface solaire, mais c'est là un fait tout exceptionnel.

Le rapport entre l'action magnétique et la production des aurores boréales est toujours masqué ; dans les latitudes élevées, un désordre magnétique est presque toujours suivi d'une aurore boréale ; M. Allan Broun a vérifié ce fait pendant plusieurs années d'observations en Écosse.

Malgré ses efforts, l'auteur de l'article n'a pu constater aucune coïncidence entre les périodes astronomiques proprement dites et la période décennale de la déclinaison des taches et des aurores.

Il a cru observer que certaines actions électriques du Soleil, produisant une diminution sensible de la force magnétique de la Terre, se sont produites exactement à des intervalles successifs de vingt-six jours, quand un méridien du Soleil retournait à la même position par rapport à la Terre.

E. Masse.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Il Nuovo Cimento.

3e série. — Tome I. — Janvier, février, mars, avril.

F. Rossetti. — *Dernières expériences faites avec le radiomètre de Crookes*, p. 5.

E. Beltrami. — *Considérations sur une loi potentielle*, p. 10.

G. Pisati et G. Saporito-Ricca. — *Sur la ténacité du fer à diverses températures. — Recherches expérimentales*, p. 35.

R. Clausius. — *Démonstration d'une nouvelle loi fondamentale de l'électro-*

dynamique, sur le mode d'action des forces pondéro et électromotrices agissant entre deux conducteurs filiformes, p. 58 et 89.

A. BARTOLI. — *Note sur son Mémoire, relatif à la sensibilité de l'œil*, p. 72.

NACCARI et BELLATI. — *Influence du magnétisme sur la conductibilité thermique du fer*, p. 72 et 107.

J.-L. HOORWEG. — *Propagation du son dans la nouvelle théorie des gaz*, p. 125.

A. BARTOLI. — *Appareil pour l'étude de la polarisation galvanique*, p. 133.

E. BELTRAMI. — *Quelques questions d'électrostatique*, p. 139.

Annales de Poggendorff.

Nouvelle série. — Tome CLX. — N° 7. — Année 1877.

J. FRÖHLICH. — *Polarisation de la lumière diffractée*, p. 321.

F. KETTELER. — *Note relative à la courbe de dispersion d'un milieu, quand il y a plus d'une bande d'absorption dans le spectre*, p. 340.

P. GLAN. — *Nouveau photomètre*, p. 351.

A. WÜLLNER. — *Influence électrique sur les solides non conducteurs*, p. 361.

W. HANKEL. — *Propriétés électriques des métaux, plongés dans l'eau ou dans des dissolutions salines, sous l'influence de la lumière solaire ou artificielle*, p. 402.

W. HANKEL. — *Note sur une inversion dans le sens du courant de polarisation, par suite du passage d'une série de courants alternatifs*, p. 429.

A. WINKELMANN. — *Tensions de vapeur dans les séries homologues et loi de Kopp, relative aux différences constantes des points d'ébullition*, p. 430.

J.-J. MACKENZIE. — *Absorption des gaz par les solutions salines*, p. 438.

J.-C. WALLENTIN. — *Théorie de l'action de spirales cylindriques d'un nombre de tours variable*, p. 452.

K. WOLF. — *Histoire de la découverte de la lunette*, p. 478.

EILHARD-WIEDEMANN. — *Contributions à l'histoire des sciences naturelles chez les Arabes*, p. 480.

SUR LES MACHINES MAGNÉTO-ÉLECTRIQUES ET ÉLECTRODYNAMIQUES;

(SUITE) (¹).

PAR M. MASCART.

II.

9. On peut considérer quatre types principaux de machines, qui seront caractérisés chacun par une forme particulière de l'expression du travail H, en fonction de l'intensité du courant :

1° Les machines *électrodynamiques,* sans aimants ni fer doux, le circuit fixe et le circuit mobile étant deux portions d'un même courant;

2° Les machines *magnétiques,* formées d'aimants permanents fixes et d'un circuit mobile, ou inversement;

3° Les machines *magnéto-électriques,* formées d'électro-aimants fixes et d'électro-aimants mobiles;

4° Les machines *mixtes,* comprenant des électro-aimants et des aimants permanents, l'un des systèmes étant fixe et l'autre mobile.

10. PREMIER TYPE : *Machines électrodynamiques.* — Dans ce cas, la force qui s'exerce entre deux portions du circuit est proportionnelle à l'intensité du courant qui parcourt chacune d'elles, et par suite au carré de l'intensité, si le fil est unique. On peut donc écrire

$$K = NH = NCI^2.$$

La constante C dépend de la longueur et de la disposition du fil; elle représente le travail relatif à un tour ou une oscillation de la machine pour le cas où l'intensité du courant serait égale à l'unité.

La force électromotrice d'induction de la machine employée

(¹) *Voir,* p. 203. Le lecteur est prié de supprimer, p. 212, les lignes 4 à 10.

comme moteur est

$$E = \frac{K}{I} = NCI.$$

Comme on a $IR = E_0 - E$, il en résulte

$$E = \frac{NC}{R}(E_0 - E).$$

Le rendement est alors

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{R}{NC}}.$$

On voit d'abord que, si l'on supprime toutes les résistances passives, la vitesse de la machine n'a pas de limite, parce qu'on ne peut avoir $E = E_0$, ou $r = 1$, que si le nombre de tours N est infini. Le rendement est indépendant de la force électromotrice de la pile employée; il augmente avec la vitesse et diminue quand la résistance du circuit va en croissant. Si l'on détermine ce rendement par expérience, on en déduira la valeur de la constante C.

Le travail maximum correspond au cas où le rendement est égal à $\frac{1}{2}$, c'est-à-dire où l'on a

$$N_0 C = R.$$

La vitesse limite N_0, qui donne le travail maximum, est donc proportionnelle à la résistance totale du circuit. On peut écrire alors l'expression du rendement sous la forme

$$r = \frac{1}{1 + \frac{N_0}{N}},$$

qui permettra de calculer la vitesse N_0 en fonction du rendement r correspondant à une vitesse quelconque N, sans qu'il soit nécessaire de mesurer la résistance.

11. Si une pareille machine est employée comme source ou électromoteur, la condition $\frac{nh}{i^2} > R$, nécessaire pour que le cou-

rant s'entretienne, devient ici

$$n < CR, \quad n > \frac{R}{C}.$$

Cette inégalité ne renferme pas l'intensité du courant, et la vitesse limite $\frac{R}{C}$ est égale à celle N_0 qui donne le travail maximum dans la machine motrice. Tant que la vitesse de la machine sera au-dessous de cette limite, elle ne pourra maintenir aucun courant. Quand la vitesse dépasse cette limite, l'intensité du courant augmente rapidement, jusqu'à ce que l'échauffement du fil ait porté la résistance à une valeur R_1 assez grande pour que la condition $nC = R_1$ soit satisfaite. Une pareille machine devrait donc s'échauffer facilement au point de fondre tous les conducteurs; mais la constante C est en général une quantité très-faible, et la vitesse limite doit être difficile à atteindre dans les expériences.

Attachée comme source à une machine motrice, celle-ci donnerait

$$NCI^2 = RI^2 + N'H' \quad \text{ou} \quad N'H' = I^2(NC - R) = I^2R\left(\frac{N}{N_0} - 1\right).$$

Le rendement serait

$$\rho = 1 - \frac{RI^2}{NCI^2} = 1 - \frac{R}{NC} = 1 - \frac{N_0}{N}.$$

Pour que le courant se maintienne, il faut encore que la relation $N > N_0$ soit satisfaite. Si le rendement est égal à $\frac{1}{2}$, on a

$$\frac{R}{NC} = \frac{1}{2} \quad \text{ou} \quad N = \frac{2R}{C} = 2N_0.$$

12. Deuxième type : *Machines magnétiques.* — Si l'on admet que le magnétisme des aimants permanents reste invariable, le travail électromagnétique est simplement proportionnel à l'intensité du courant, et l'on peut écrire

$$K = NH = NAI.$$

Le coefficient A, qui dépend de la puissance des aimants et de la disposition du fil, représente le travail pour un tour ou une oscillation et une intensité de courant égale à l'unité.

La force électromotrice d'induction est

$$E = \frac{K}{I} = NA,$$

et le rendement

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{NA}{E_0}.$$

Dans le cas actuel, si la machine est débarrassée de toutes les résistances passives, la vitesse ne croît pas indéfiniment ; la vitesse limite est

$$N_0 = \frac{E_0}{A},$$

et celle qui correspond au travail maximum est

$$N = \frac{E_0}{2A} = \frac{N_0}{2}.$$

Le rendement est d'ailleurs proportionnel au nombre de tours et en raison inverse de la force électromotrice de la pile.

En introduisant la vitesse limite N_0 dans l'expression du rendement, il vient

$$r = \frac{N}{N_0}.$$

On peut donc déterminer la vitesse N_0 par une mesure du rendement et la constante A à l'aide de la force électromotrice de la pile employée.

13. Si la machine fonctionne comme source, la condition

$$\frac{k}{i^2} > R \quad \text{ou} \quad \frac{nA}{i} > R$$

est toujours satisfaite pour un courant infiniment petit. L'appareil fournit donc toujours un courant, et l'équilibre est atteint quand on a l'équation

$$i = \frac{nA}{R}.$$

Cette machine se comporte donc exactement comme une pile ordinaire, et la force électromotrice est exactement proportionnelle à la vitesse.

Si le courant d'une pareille machine agit sur une autre servant de moteur, on a

$$N'H' = NAI - RI^2 = I(NA - RI),$$

$$\rho = 1 - \frac{RI^2}{NAI} = 1 - \frac{RI}{NA}.$$

Pour une vitesse donnée de la première machine, le travail est maximum quand

$$NA = 2RI \quad \text{ou} \quad \frac{RI}{NA} = \frac{1}{2}.$$

Le rendement est alors égal à $\frac{1}{2}$ et l'intensité moitié moindre que si la seconde machine était en repos. L'appareil est encore exactement comparable à une pile ordinaire.

14. Troisième type : *Machines magnéto-électriques.* — Chacun des électro-aimants qui entrent dans la machine se compose d'une bobine de fil entourant un noyau de fer doux, ce qui rend l'action plus complexe. Le travail accompli est dû : 1° à l'action des fils fixes sur les fils mobiles, laquelle est proportionnelle au carré de l'intensité du courant, si le circuit est unique; 2° à l'action des fils fixes sur les noyaux aimantés mobiles et à celle des fils mobiles sur les noyaux fixes, qui sont toutes deux proportionnelles à l'intensité du courant et à l'aimantation du fer correspondant; 3° à l'action des noyaux aimantés l'un sur l'autre, laquelle est proportionnelle au produit de deux aimantations.

Supposons que l'aimantation suive la même loi dans tous les organes et soit proportionnelle à une même fonction de l'intensité du courant. D'après la marche connue de l'aimantation du fer doux par les courants, on sait que cette fonction est d'abord proportionnelle à l'intensité pour des courants très-faibles, et tend vers une limite maximum à mesure que l'intensité va en croissant. On peut donc la représenter par MI, le coefficient M ayant une valeur constante M_0 pour des courants faibles et tendant à devenir en raison inverse de I, soit $\frac{M_1}{I}$, pour des intensités très-grandes. Les valeurs absolues de ces constantes M_0 et M_1 dépendent de la qualité du fer employé et sont proportionnelles au pouvoir inducteur magnétique

du métal. L'expression du travail total peut donc s'écrire

$$K = NH = N(CI^2 + C_1 IMI + C_2 M^2 I^2),$$

ou

$$K = NH = NI^2(C + C_1 M + C_2 M^2).$$

Le terme de beaucoup le plus important est évidemment le dernier; le premier C est très-petit, et il serait nul si l'un des systèmes d'électro-aimants était remplacé par du fer doux, ce qui a lieu dans plusieurs moteurs électriques.

La force électromotrice d'induction de la machine employée comme moteur est

$$E = \frac{K}{I} = NI(C + C_1 M + C_2 M^2).$$

On en déduit, à l'aide de la relation $IR = E_0 - E$,

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{R}{N(C + C_1 M + C_2 M^2)}}.$$

La vitesse de la machine abandonnée à l'action de la pile, et abstraction faite des résistances passives, n'a pas de limite, puisque le courant tend alors vers zéro; le coefficient M est alors M_0 et le rendement ne peut être égal à l'unité que si $N = \infty$.

15. Quand la machine est employée comme source, la condition $\frac{k}{i^2} > R$ est alors

$$n(C + C_1 M + C_2 M^2) > R.$$

Si le courant est très-faible, cette condition devient

$$n > \frac{R}{C + C_1 M_0 + C_2 M_0^2}.$$

Pour une vitesse inférieure à la limite

$$N_0 = \frac{R}{C + C_1 M_0 + C_2 M_0^2},$$

la machine ne peut maintenir un courant infiniment petit, et à plus forte raison un courant d'intensité quelconque.

Si l'on a $n > N_0$, la machine ne peut d'elle-même faire naître aucun courant, puisque la force électromotrice est d'abord nulle ; mais la moindre perturbation magnétique de la machine, une trace de magnétisme rémanent dans les fers doux, ou simplement l'aimantation par la Terre, suffiront à provoquer un courant initial dont l'intensité croîtra rapidement jusqu'à ce qu'on ait

$$n = \frac{R}{C + C_1 M + C_2 M^2},$$

équation qui donnera l'intensité du courant, si l'on connaît les constantes C, C_1 et C_2, et la loi d'aimantation.

Si la valeur de n était plus grande que $\frac{R}{C}$, cette équation ne pourrait être satisfaite pour aucune valeur de C_1, C_2 et M, qui sont des quantités essentiellement positives. Aucun mode de refroidissement, comme l'a fait remarquer M. Thomson, ne pourrait alors empêcher la fusion des fils.

Si l'on opère avec des courants faibles, le rendement de la machine motrice peut s'écrire

$$r = \frac{1}{1 + \frac{R}{N(C + C_1 M_0 + C_2 M_0^2)}} = \frac{1}{1 + \frac{N_0}{N}},$$

équation qui permet de calculer la vitesse limite N_0 en fonction du rendement correspondant à une vitesse quelconque, comme pour les machines du premier type.

Si le courant d'une pareille machine est appliqué à une autre servant de moteur, on a

$$N'H' = I^2[N(C + C_1 M + C_2 M^2) - R],$$
$$\rho = 1 - \frac{R}{N(C + C_1 M + C_2 M^2)};$$

et, lorsque le courant est assez faible, ces formules deviennent encore, comme pour les machines électrodynamiques,

$$N'H' = I^2 R\left(\frac{N}{N_0} - 1\right),$$
$$\rho = 1 - \frac{N_0}{N}.$$

16. QUATRIÈME TYPE : *Machines mixtes.* — Admettons encore que le magnétisme des aimants permanents reste invariable et que celui des électro-aimants ne dépende que de l'intensité du courant. Cette seconde hypothèse revient à négliger l'aimantation du fer doux par l'influence des aimants permanents, c'est-à-dire à admettre que le travail total des aimants sur le fer doux est nul pendant une rotation ou une oscillation complète.

Le travail effectif accompli est dû : 1° à l'action des aimants sur les fils, laquelle est proportionnelle à l'intensité du courant ; 2° à l'action des aimants sur les électro-aimants, qui est proportionnelle à l'aimantation par les courants. On peut donc écrire

$$K = NH = N(AI + A_1MI) = NI(A + A_1M).$$

La force électromotrice d'induction est

$$E = \frac{K}{I} = N(A + A_1M).$$

La machine a encore une vitesse limite et, comme le courant tend alors vers zéro, la limite est atteinte quand on a

$$E_0 = N_0(A + A_1M_0).$$

Le rendement est

$$r = \frac{E}{E_0} = \frac{N(A + A_1M)}{E_0} = \frac{N}{N_0}\,\frac{A + A_1M}{A + A_1M_0}.$$

Cette machine rentre exactement dans le deuxième type, tant que l'intensité du courant est assez faible pour que le coefficient M puisse être considéré comme constant.

17. Quand la machine est employée comme source, la condition $\frac{k}{i^2} > R$ est

$$\frac{n(A + A_1M)}{i} > R.$$

Cette condition est toujours réalisée pour des valeurs infiniment petites de i. La machine produit donc toujours un courant, quelle que soit sa vitesse, et l'intensité est donnée par l'équation

$$i = \frac{n(A + A_1M)}{R},$$

laquelle se réduit, si les courants sont faibles, à

$$i = \frac{n(A + A_1 M_0)}{R},$$

comme pour les machines simplement magnétiques.

Enfin, si le courant de la machine agit sur une autre employée comme moteur, on a

$$N'H' = NI(A + A_1 M) - RI^2,$$
$$\rho = 1 - \frac{RI}{N(A + A_1 M)}.$$

Ces résultats, relativement assez simples, ne sont qu'une première approximation, et ne peuvent s'appliquer exactement aux machines réelles. Il faut tenir compte, en particulier, des réactions réciproques qui s'exercent entre les aimants et les électro-aimants, des interruptions du circuit qui ont lieu dans la plupart des appareils, et surtout du retard à l'aimantation. Cette dernière cause a d'abord pour conséquence d'exiger un déplacement des commutateurs, dans le sens du mouvement de la machine, et modifie sans doute singulièrement la loi d'aimantation.

MÉTHODE ÉLÉMENTAIRE POUR LA CONSTRUCTION DES FOYERS CONJUGUÉS DES MIROIRS ET DES LENTILLES;

PAR M. E. LEBOURG,

Chargé de Cours au lycée de la Rochelle.

Cas de miroirs. — Nous emploierons la formule de Newton

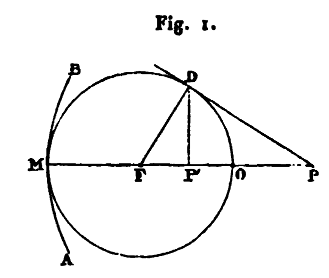
$$\varpi\varpi' = f^2,$$

dans laquelle ϖ et ϖ' représentent les distances du point lumineux et de son image au foyer principal, et f la distance focale principale, égale à la moitié du rayon de courbure.

Soient M le miroir (*fig.* 1), O son centre de courbure, F son foyer principal et P un point de l'axe. De F comme centre, avec

un rayon égal à la distance focale f, je décris une circonférence, tangente au miroir en son sommet. J'appelle *cercle focal* le cercle limité par cette circonférence.

Fig. 1.



Deux cas peuvent se présenter, suivant que le point P est extérieur ou intérieur au cercle focal. Quand le point P est extérieur, par ce point on mène une tangente PD au cercle, et l'on projette le point D de tangence en P'. Dans le triangle rectangle PDF, on a

$$\overline{FP}.\overline{FP'} = \overline{FD}^2 \quad \text{ou} \quad \varpi\varpi' = f^2;$$

le point P' est donc le point conjugué du point P.

Si P était intérieur au cercle, on effectuerait la construction inverse.

On voit sur la figure que, quelle que soit la position du point P, les deux points P et P' sont situés d'un même côté par rapport à F; ϖ et ϖ' sont donc en même temps soit positifs, soit négatifs; leur produit est toujours positif, et par suite les distances PF et P'F sont toujours égales à ϖ et ϖ' en grandeur et en signe.

Le lecteur n'aura pas de peine à étendre la discussion au cas de miroirs concaves ou convexes et de points lumineux réels ou virtuels.

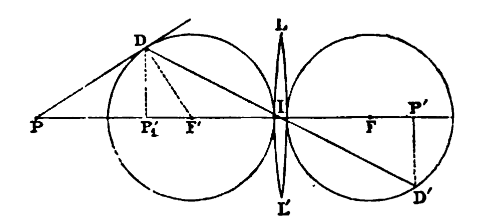
Pour déterminer l'image d'un petit objet perpendiculaire à l'axe du miroir, on détermine d'abord l'image du point de l'objet qui appartient à l'axe et on limite cette image aux axes secondaires correspondant aux extrémités de l'objet.

Cas des lentilles. — La formule de Newton s'applique encore aux lentilles infiniment minces; mais les distances ϖ et ϖ' sont les distances des points conjugués P et P', comptées chacune par rap-

port au foyer *correspondant* [1], positivement quand le point est situé au delà de ce foyer par rapport à la lentille, négativement dans le cas contraire.

La construction qui nous a servi pour les miroirs peut être modifiée de manière à s'appliquer aussi aux lentilles. Soit, par exemple, la lentille biconvexe LL′ (*fig.* 2). De chacun des foyers comme

Fig. 2.



centre, avec un rayon égal à f, on décrit une circonférence tangente à la courbure correspondante de la lentille. Supposons le point P extérieur au cercle focal *correspondant;* on mène la tangente PD à ce cercle, on joint le point D au centre optique I de la lentille, et l'on prolonge la droite DI jusqu'au point D′ symétrique, appartenant au deuxième cercle focal; enfin on abaisse la perpendiculaire D′P′ sur l'axe. On a toujours, dans le triangle rectangle PDF′,

$$PF'.P'_1F' = \overline{F'D}^2,$$

ou, en observant que $P'_1F' = P'F$ en grandeur et en signe,

$$\varpi\varpi' = f^2.$$

En suivant la même méthode, on traite aisément les autres cas. Il est évident que ces constructions et les discussions qui en résultent sont assez simples pour se prêter aux exigences de l'enseignement le plus élémentaire de la Physique.

---

(1) Par exemple, dans le cas d'une lentille biconcave et d'un point lumineux réel, le foyer auquel se rapporte la distance ϖ et le point lumineux lui-même sont situés de part et d'autre de la lentille, ce qu'il ne faudra pas oublier, pour effectuer la construction géométrique indiquée ci-dessus.

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES ÉLÉMENTS PRINCIPAUX D'UN SYSTÈME OPTIQUE (¹);

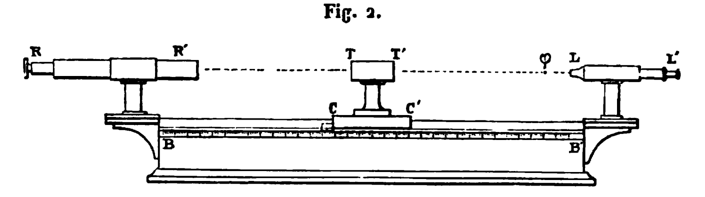
(SUITE.)

PAR M. A. CORNU.

II. — *Description succincte d'une expérience.*

J'ai fait construire par M. Duboscq un appareil (*fig.* 2) qui rend ces déterminations extrêmement rapides et faciles : le microscope à long foyer LL′ est placé sur un support fixé à l'extrémité d'un banc BB′ en fonte rabotée, sur lequel glisse un chariot CC′ mobile le long d'une règle divisée; un index muni d'un vernier au dixième permet d'estimer au demi-dixième de millimètre le déplacement du chariot. Le chariot porte un support sur lequel on peut centrer les systèmes optiques à étudier, soit en les adaptant dans le tube TT′, soit en les fixant avec de la cire molle sur des pièces additionnelles rentrant dans ce tube.

Fig. 2.



Un collimateur RR′, muni d'une fente ou d'un diaphragme portant un réticule, est placé à l'autre extrémité du banc; il dispense, dans les expériences qui n'exigent qu'une précision médiocre, de viser un objet éloigné : il est d'ailleurs facile à enlever. Lorsque le système optique à étudier a été convenablement diaphragmé, centré et fixé sur le chariot, l'expérience complète, avec les vérifications, consiste en six observations analogues :

1° On dirige l'axe optique principal de l'appareil sur un objet situé à une distance connue approximativement et égale à plusieurs centaines de fois la distance focale du système étudié et l'on fait

(¹) *Voir* p. 276.

voyager le chariot jusqu'à ce que l'image de cet objet formée par le système optique vienne se faire au foyer φ, au plan de visée du microscope LL', c'est-à-dire lorsque l'image nette et redressée de l'objet sera en coïncidence avec le plan du réticule. La précision de cette coïncidence dépend évidemment de la perfection de l'image visée et de la construction du microscope; on l'augmente jusqu'à une certaine limite, en accroissant le pouvoir de l'oculaire du microscope et en plaçant un verre rouge en arrière de cet oculaire. Lorsque la coïncidence de l'image est aussi parfaite que possible, on lit la position de l'index sur la règle : soit z'_0 la lecture ou mieux la moyenne de plusieurs lectures faites en amenant le chariot par des mouvements de sens inverse.

2° On rapproche le chariot jusqu'à ce que le point tracé sur la surface la plus voisine soit perçu nettement dans le microscope; on lit la nouvelle position de l'index : soit z'_1 cette lecture ou moyenne de lectures.

3° On rapproche encore davantage le chariot, jusqu'à voir distinctement dans le microscope le point tracé sur la surface opposée du système : soit z'_2 la nouvelle position de l'index; si l'objet visé est suffisamment éloigné, on a

$$d' = z'_1 - z'_0, \quad d' + \varepsilon' = z'_2 - z'_0,$$

sinon on effectue la correction de la lecture z'_0 dans le sens voulu (on a vu plus haut qu'il n'y a aucune hésitation possible), et les formules restent les mêmes.

4°, 5° et 6° On retourne le système optique bout pour bout, et l'on fait les trois lectures analogues z_0, z_1, z_2. On a alors

$$d = z_1 - z_0, \quad d + \varepsilon = z_2 - z_0,$$

d'où l'on conclut

$$f^2 = +(z_1 - z_0)(z'_2 - z'_0), \quad f^2 = +(z'_1 - z_0)(z_2 - z'_0).$$

Les deux valeurs de f^2 doivent être les mêmes, ce qui fournit la vérification indiquée plus haut.

On met ici le signe $+$, car le retournement bout pour bout du système change le sens des valeurs positives pour chaque foyer principal.

EXEMPLES NUMÉRIQUES.

1° *Objectif achromatique d'une petite lunette astronomique.* — On visait un objet situé à 340^m environ. Les divisions d de l'échelle qui mesure le déplacement du chariot sont des centimètres.

Lectures de l'échelle.

Position directe ou normale de l'objectif....	$z'_0 = 29{,}78^d$,	visée sur l'objet éloigné,
	$z'_1 = 2{,}38$,	visée sur la surface voisine,
	$z'_2 = 1{,}94$,	visée sur la surface opposée.
Position inverse	$z_0 = 33{,}66$,	
	$z_1 = 5{,}85$,	
	$z_2 = 5{,}40$.	

La distance focale approchée $z'_0 - z'_1$ est 27^d ou $0^m,27$: la correction du foyer de l'infini est donc $27^d \times \frac{0{,}27}{340} = 0^d{,}0214$ ou $0^d{,}02$. Quant au sens de la correction de z'_0, il est tel que la distance du foyer à la surface voisine est diminuée; il faut donc diminuer z'_0 et z_0 de $0{,}02$, ce qui revient à augmenter numériquement de $0{,}02$ toutes les différences calculées :

$$z'_1 - z'_0 = -27{,}40, \qquad z_1 - z_0 = -27{,}40,$$
$$z_2 - z_0 = -28{,}76, \qquad z'_2 - z'_0 = -28{,}76.$$

Ajoutant $0{,}02$ et effectuant les produits, il vient respectivement pour f^2 les nombres $775{,}34$ et $775{,}44$, dont les racines carrées f sont $27{,}845$ et $27{,}847$: la concordance est donc très-satisfaisante.

L'intérêt de cette détermination exacte de la distance focale d'un objectif astronomique est de connaître *a priori* la valeur angulaire des divisions d'un micromètre quelconque, placé en un foyer conjugué quelconque de l'objectif. En Astronomie, on arrive à une détermination analogue par l'observation des étoiles circompolaires; mais c'est un artifice qu'il n'est pas facile d'employer et qui, en tout cas, ne s'applique qu'au foyer principal.

Remarque. — Dans le cas des systèmes optiques peu épais, on

peut simplifier le calcul numérique précédent; car la moyenne arithmétique de deux nombres très-voisins ne diffère pas de leur moyenne géométrique que l'on doit calculer.

En effet, prenant la moyenne des différences $z_1 - z_0$ et $z'_2 - z'_0$ d'une part et $z'_1 - z'_0$ et $z_2 - z_0$ de l'autre, il vient respectivement $-27,825$ et $-27,83$; ajoutant la correction $-0,02$, on obtient $27,845$ et $27,850$, dont l'un est identique, l'autre presque identique aux valeurs trouvées par le calcul direct.

Il reste à calculer la position des points nodaux : ces points sont situés à des distances des foyers principaux égales à $f = 27,85$; si l'on veut les rapporter aux surfaces de l'objectif, il suffit de retrancher f de la distance des foyers principaux aux surfaces voisines.

	Position directe de l'objectif.		Position inverse de l'objectif.
z'_0 corrigé............	29,76	z_0 corrigé...	33,64
z'_1....................	2,38	z_1..........	5,85
Distance du foyer principal à la surface voisine.	27,38		27,79
Distance focale princip.	27,85		27,85
Distance du point nodal correspondant.......	$0^d,47$		0,06

Les deux points nodaux sont tous deux à l'intérieur de l'objectif : l'un à $4^{mm},7$ de la surface la plus voisine du foyer, l'objectif étant dans sa position normale, l'autre à $0^{mm},6$ de la surface extérieure de l'objectif.

Cette inégalité n'a rien qui doive étonner, car la forme de l'objectif est celle d'une lentille plan convexe; si, au lieu d'être composé de deux verres de nature différente, collés ensemble, l'objectif était composé de deux verres de même nature, le centre optique de la lentille unique, ainsi formée, serait situé exactement sur le sommet de l'unique face courbe et celui des points nodaux, qui en est l'image vue à travers cette face, coïnciderait avec lui. La diversité des verres, flint et crown, n'a donc que peu altéré cette propriété de la lentille simple plan convexe.

Enfin la mesure directe de l'épaisseur de l'objectif ayant donné $0^d,67$, il en résulte que les deux points sont situés intérieurement

à la lentille à une distance égale à 0,67 — 0,47 — 0,06 = 0,14 ou $1^{mm},4$; ils occupent, relativement aux points focaux principaux et aux sommets des surfaces extérieures de l'objectif, la position indiquée plus haut sur la *fig.* 1.

Il est bon d'indiquer ici une vérification, qui, sans être nécessaire, est toujours bonne à essayer dans les cas où elle est particulièrement simple. La détermination des points focaux et nodaux, par rapport aux surfaces extérieures du système optique, n'exige pas la connaissance de la distance de ces surfaces, parce que les images formées de part et d'autre de l'appareil optique forment deux groupes indépendants; il n'en est pas de même lorsqu'on veut calculer la distance des deux points nodaux, par exemple, pour se rendre compte de leur position relative. Il existe une relation entre cette distance et l'épaisseur du système optique. Cette relation est plus ou moins complexe suivant la composition de ce système; dans le cas d'une lentille plan-convexe, homogène, la simplicité est très-grande : l'un des points nodaux qui coïncide avec le centre optique de la lentille est situé sur la surface convexe; l'autre, image de ce point à travers la surface plane de la lentille, sous une incidence voisine de l'incidence normale, est situé dans l'intérieur du milieu réfringent, à une distance de la surface égale à $\frac{e}{n}$, e étant l'épaisseur de la lentille et n son indice de réfraction. Présentement, l'épaisseur de l'objectif est de 0,67; son indice de réfraction *moyen* est environ 1,55 (car le flint et le crown, dont le pouvoir dispersif est très-différent, ont des indices assez voisins); l'un des points nodaux doit être à $\frac{0^d,67}{1,55}$ ou $0^d,43$ de la surface plane : l'expérience a donné 0,47.

Ce calcul, qui n'est qu'approximatif, donne donc, sinon une vérification théorique, du moins la preuve qu'il n'y a aucune erreur matérielle appréciable dans le calcul ni dans les mesures.

La vérification rigoureuse pour un objectif composé se ferait d'ailleurs sans difficulté, si l'on prenait la peine de déterminer séparément les éléments principaux des deux lentilles qui le composent, et de calculer la position des points principaux du système.

2° *Objectif photographique double à portraits de M. Darlot.* — Cet objectif, composé de quatre verres suivant la construction

usuelle, a été diaphragmé intérieurement à 28^{mm} ; l'objet visé était situé environ à 60^{m} de l'appareil :

Position directe ou normale de l'objectif......	$z'_0 = 28^d,68$,	visée sur l'objet éloigné,
	$z'_1 = 17,13$,	visée sur la surface voisine,
	$z'_2 = 7,59$,	visée sur la surface opposée.
Position inverse.	$z_0 = 30,76$,	
	$z_1 = 18,50$,	
	$z_2 = 8,43$.	

Ici l'épaisseur du système optique ($7^d,65$) ne permet pas de prendre la distance du foyer des objets lointains à la surface comme distance focale principale : on calculera d'abord une valeur approchée de cette distance focale en négligeant la correction, d'ailleurs très-petite, et l'on reprendra le calcul avec la valeur calculée de la correction des foyers z_0, z'_0 :

$$z_1 - z'_0 = -11,55, \quad z'_1 - z_0 = -12,26,$$
$$z_2 - z'_0 = -22,33, \quad z'_2 - z'_0 = -21,09.$$

On ne pourrait pas non plus substituer la moyenne arithmétique à la moyenne géométrique des données, à cause de la grande différence des deux nombres, pour le calcul exact de la distance focale ; mais, comme il ne s'agit que de la valeur approchée nécessaire pour calculer une correction très-petite, cette approximation suffit provisoirement et l'on peut prendre $16^d,9$ ou 16,8 pour distance focale principale : la correction $16,8 \times \frac{16,8}{6000} = 0^d,047 = 0,05$ à retrancher de z_0 et z'_0 ou à ajouter numériquement aux différences. On en déduit

$$f^2 = 11,50 \times 22,28 = 256,22 \quad \text{et} \quad f^2 = 12,21 \times 21,04 = 256,90,$$

et par suite les deux valeurs

$$f = 16,007 \quad \text{et} \quad f = 16,028.$$

A l'aide de ces valeurs on peut calculer de nouveau la correction

$\frac{(16,0)^2}{600} = 0,043$, c'est-à-dire 0,04 au lieu de 0,05 qui avait été adopté. On n'a pas besoin de recommencer le calcul : il suffit d'ajouter 0,01 aux deux valeurs de f, ainsi que le prouverait le calcul direct :

$$f = 16,017 \quad \text{et} \quad f = 16,038.$$

Mais, comme on arrive à la limite d'exactitude utile, cette nouvelle correction n'a pas grande importance.

L'intérêt de cette détermination exacte de la longueur focale de cet objectif est la connaissance *a priori* de la position des foyers conjugués correspondant à une réduction ou à une amplification donnée des images à reproduire.

La distance des points nodaux s'obtiendra, comme précédemment, en retranchant f de la distance du point focal principal à la surface.

	Position directe.		Position inverse.
	d		d
z'_0 corrigé	28,64	z_0 corrigé...	30,72
z'_1	17,13	z_1	18,50
	11,51		12,22
Distance du foyer principal à la surface voisine f....	16,03		16,03
Distance du point nodal à la surface voisine	$-4,52$		$-3,81$

Les deux points nodaux sont à l'intérieur du système optique : la somme de leurs distances aux surfaces $4^d,52 + 3^d,81 = 8^d,33$ étant plus grande de $0^d,68$ que la distance des surfaces $7^d,65$, il en résulte que les points nodaux sont *croisés*, c'est-à-dire que, contrairement à la disposition de la *fig.* 1, le point nodal et son foyer correspondant ne sont pas voisins, mais contiennent dans leur intervalle le point nodal correspondant à l'autre foyer.

3° *Objectif faible de microscope* (*numéro zéro de M. Véric*). — Il est composé de deux lentilles achromatiques de dimension et de composition différentes.

Objet visé situé à 340^m de l'objectif :

Position directe de l'objectif (fonctionnement normal).	$z'_0 = 10,73$,	visée sur l'objet éloigné,
	$z'_1 = \ 8,75$,	visée sur la surface voisine,
	$z'_2 = \ 7,14$,	visée sur la surface opposée.
Position inverse.	$z_0 = 8,37$,	
	$z_1 = 6,34$,	
	$z = 4,69$.	

La distance focale principale n'est que de 2 ou 3 centimètres : l'objet visé est ainsi à plus de mille fois la distance focale de l'objectif : la correction des points z_0, z'_0, égale à $0^d,002$ ou $0^d,003$, est donc négligeable à l'ordre d'approximation de ces mesures. On en déduit

$$z'_1 - z'_0 = -1^d,98, \quad z_1 - z_0 = -2^d,03,$$
$$z_2 - z_0 = -3,68, \quad z'_2 - z'_0 = -3,59,$$

d'où les deux valeurs de f^2, 7,2864 et 7,2877, dont les racines carrées sont respectivement 2,699 et 2,700.

Les points nodaux présentent cette particularité d'être presque confondus, ainsi que le prouve leur détermination numérique :

	Position directe.		Position inverse.
z'_0	$10^d,73$	z^2..........	$8^d,37$
z'_1	8,75	z_1..........	6,34
	1,98		2,03
Distance du foyer principal à la surface voisine f.....	2,70		2,70
	−0,72		−0,67

Les points nodaux sont, comme on le voit, dans l'intérieur du système ; la somme de leur distance à la surface voisine est $1^d,39$ et est inférieure de $0^d,05$ à l'épaisseur $1^d,44$ de l'objectif : ils sont donc situés à un demi-millimètre. En écartant les deux objectifs qui composent ce système on diminuerait encore cette distance ; on parviendrait ainsi à la rendre nulle et même négative, comme dans l'objectif photographique cité plus haut.

EXPÉRIENCE DE DÉMONSTRATION POUR L'INTERFÉRENCE DES SONS;

Par M. A. TERQUEM.

M. Lissajous, il y a quelques années, avait proposé de montrer l'interférence des sons à l'aide des plaques vibrantes, plus sensiblement que ne l'avait fait Wheatstone. Dans ce but on fait, comme l'on sait, vibrer une plaque circulaire, avec production de six lignes nodales par exemple, dirigées suivant des rayons; au-dessus on fait tourner un disque de carton de même dimension que la plaque, divisé également en six secteurs, dont trois, non contigus, sont enlevés presque jusqu'au centre. Par la rotation de ce disque, on entend une série de renforcements qui se produisent chaque fois que les trois secteurs qui subsistent recouvrent complétement les secteurs correspondants de la plaque.

M. Tyndall, dans ses leçons d'acoustique, a indiqué une autre manière de réaliser la même expérience : on prend une plaque carrée; on y produit, comme lignes nodales, les deux diagonales ou les parallèles aux côtés; puis, pour produire le renforcement du son, on intercepte les vibrations de deux parties vibrantes opposées, en plaçant au-dessus, à une faible distance, les deux mains, les doigts dirigés vers le centre de la plaque.

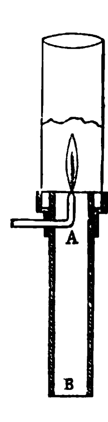
On peut modifier cette expérience et rendre manifeste l'interférence des sons à l'aide des flammes manométriques de M. König, en opérant de la manière suivante :

On prend l'appareil destiné à l'*étude du timbre des sons* par les flammes manométriques (*Journal de Physique,* t. II, p. 185), qui se compose d'un pavillon dans lequel on produit le son et d'une capsule manométrique de König, réunis par un gros tube de caoutchouc.

On fixe verticalement, à l'aide d'un support à pince, le pavillon ou cornet au-dessus d'une plaque carrée, avec l'ouverture placée très-près de la plaque, et l'on fait vibrer cette dernière de manière à donner deux lignes nodales, comme dans l'expérience de Tyndall. Si l'axe du cornet est placé exactement au-dessus du centre de la plaque, la flamme reste complétement immobile, de

même s'il est placé au-dessus d'une ligne nodale ; au contraire la flamme vibre dès que l'on déplace tant soit peu le cornet, et les vibrations deviennent très-énergiques quand le cornet est placé au-dessus d'un ventre.

Avec l'appareil de M. König destiné à produire l'interférence des sons [*Journal de Physique*, t. II, p. 188 (*fig.* 5)], on peut réaliser, aussi à l'aide d'une plaque, la même expérience, en prenant les tubes *d* représentés à côté de l'appareil ; mais l'expérience que j'indique est plus simple et plus facile à faire.



On pourrait encore prendre deux cornets semblables, placés au-dessus de deux ventres à mouvements identiques ou contraires, et réunir les vibrations sur une seule flamme à l'aide d'un tube en Y, en ayant soin d'interposer sur le trajet d'un des mouvements vibratoires un tube à tirage. L'avantage de cette disposition serait de produire des vibrations isolées très-énergiques ; en outre on arriverait à donner à celle-ci exactement la même intensité en déplaçant latéralement un des cornets. Pour obtenir l'immobilité absolue de la flamme, il faut, en effet, que les deux mouvements qui se combinent aient exactement la même amplitude. Cette méthode, pour obtenir deux mouvements vibratoires de même hauteur que l'on puisse faire interférer, me semble préférable aux autres méthodes employées dans ce but, à cause de l'intensité considérable des mouvements composants et de la facilité que l'on a de rendre les intensités absolument égales entre elles.

Pour rendre la flamme plus brillante et plus visible de loin, on

peut carburer le gaz d'éclairage en le faisant passer dans un grand flacon rempli de pierre ponce imbibée de benzine ou d'essence de pétrole. Le bec est entouré d'un tube plus large AB, par lequel on fait arriver un courant modéré d'oxygène, juste suffisant pour donner à la flamme tout son éclat. Il est bon, en outre, de placer la flamme dans une petite cheminée formée d'une lame de mica contournée en cylindre et noircie intérieurement du côté opposé au miroir tournant. La galerie qui supporte la cheminée est fixée sur le tube AB, et se trouve percée de quelques ouvertures qui laissent arriver l'air et permettent la combustion de la flamme avant que l'on envoie l'oxygène par le tube AB.

W.-H. CHRISTIE. — On the magnifying power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion, and on the general theory of the half-prism spectroscope (Du pouvoir grossissant du demi-prisme employé pour obtenir une grande dispersion, et théorie générale du spectroscope à demi-prisme) ; *Proceedings of the royal Society*, t. XXVI, p. 8, 1877.

L'auteur rappelle que le demi-prisme, obtenu en coupant un prisme isoscèle par un plan perpendiculaire à sa base, a été fréquemment employé dans la construction des spectroscopes, mais l'emploi qu'on en a fait n'était pas réglé par une théorie approfondie. M. Christie vient combler cette lacune.

Il s'occupe d'abord d'un prisme seul et distingue :

1° La dispersion;

2° Le pouvoir grossissant;

3° La pureté.

Le pouvoir grossissant est le rapport de l'ouverture angulaire du pinceau émergent, compris entre deux raies du spectre infiniment voisines, à celle du pinceau incident compris entre les mêmes raies. On démontre qu'il est égal au rapport de la largeur d'un faisceau incident de rayons parallèles monochromatiques à la largeur du faisceau émergent correspondant, et qu'on peut le considérer comme le quotient du pouvoir grossissant de la face d'émergence par celui de la face d'incidence.

La dispersion est l'étendue angulaire du spectre.

Enfin la pureté est le rapport de cette étendue angulaire à l'angle

sous-tendu par une raie spectrale pour chacune des faces du prisme. La pureté relative à l'une des surfaces est égale au rapport qui existe entre la dispersion et le pouvoir grossissant de cette surface.

Quand un demi-prisme présente aux rayons lumineux sa face perpendiculaire à la base, son pouvoir grossissant est supérieur à l'unité. Dans la position inverse, ce pouvoir est inférieur à l'unité.

La pureté d'un demi-prisme grossissant est égale à la dispersion d'un demi-prisme diminuant, et réciproquement. Un prisme isoscèle peut être considéré comme formé de deux demi-prismes juxtaposés. Le pouvoir grossissant d'un prisme isoscèle est égal à 1 ; sa pureté et sa dispersion sont égales et ont pour valeur le double de la dispersion d'un demi-prisme grossissant.

L'auteur expose la théorie d'un prisme composé, formé d'un prisme de crown et d'un demi-prisme de flint. La combinaison la plus avantageuse variera avec le résultat qu'on se propose d'obtenir et qui peut être :

1° Une large séparation des lignes avec une faible perte de lumière et une pureté modérée dans le spectre;

2° Une grande pureté du spectre;

3° Une large séparation des lignes avec une pureté considérable.

Après avoir établi la théorie des prismes composés d'un prisme et d'un demi-prisme, M. Christie arrive à cette conséquence importante que trois ou quatre, au plus, de ces prismes peuvent remplacer dans le spectroscope la longue série de quinze et même de vingt prismes qui ont été employés.

Enfin l'auteur termine son Mémoire par la description d'un très-beau spectroscope qu'il nomme justement *spectroscope miniature*. Ce petit appareil n'a que 15^c environ de longueur et donne d'aussi bons résultats que les appareils de grande dimension. Il n'y a que deux prismes, que l'on peut faire tourner autour de deux points fixes. L'oculaire est un simple verre adapté, pour les objets éloignés, selon la vue de l'observateur; le pouvoir de ce spectroscope miniature est extraordinaire : avec le premier demi-prisme les lignes D sont séparées; avec les deux demi-prismes leur distance angulaire est de $\frac{2}{3}$ de degré.

E. Duter.

R.-W. ATKINSON. — Japanese mirrors (miroirs japonais); *Nature*, t. XVI, p. 62, 1877. R.-D. DARBISHIRE, même sujet, *ibid.*, p. 142.

MM Atkinson et Darbishire rendent compte d'une propriété fort curieuse de certains miroirs métalliques fabriqués au Japon; ils sont ronds, d'environ $\frac{1}{12}$ ou $\frac{1}{8}$ de pouce anglais d'épaisseur; la matière qui les compose est un alliage brillant, parfaitement poli, qu'on recouvre d'un amalgame.

Sur le revers sont des caractères chinois ou japonais, fortement en relief.

Si l'on expose le miroir à la lumière directe du Soleil, on voit les rayons réfléchis peindre sur un écran, en traits plus brillants que le reste, les caractères situés sur la face postérieure.

M. Atkinson propose une explication assez confuse de ce phénomène, que n'accepte pas M. Darbishire. Nous rappellerons que Arago et Babinet se sont déjà occupés de cette curieuse propriété, si étrange au premier abord, et en ont donné l'explication. Le miroir, par suite de la présence des caractères en relief, ne présente pas partout la même résistance; sous l'action du polissage, il se produit à sa surface des parties concaves, convexes ou planes, suivant leur position par rapport aux reliefs de la face postérieure: d'où les traits brillants, correspondant précisément à la forme des caractères.

E. MASSE.

J.-R. HARRISON. — Experimental researches on the diathermancy of rock-salt (Recherches expérimentales sur la diathermancie du sel gemme); *Philosophical Mag.*, t. III, p. 424, juin 1877.

L'appareil employé consiste en deux thermomètres : l'un A est à l'*intérieur* d'un fourreau en sel gemme dont les parois ont $\frac{1}{10}$ de pouce d'épaisseur, l'autre B est placé à l'*extérieur* du fourreau. Le tout est renfermé dans un tube en verre, que l'on plonge soit dans la glace, soit dans un vase plein d'eau chauffée par une lampe à alcool.

Les deux thermomètres sont d'abord à zéro; le tube qui les en-

toure est dans la glace fondante. On porte alors le tout dans l'eau chaude, et l'expérience consiste à noter les températures de minute en minute. Le tableau suivant résume les observations :

	Thermomètre B.		Thermomètre A.	
Temps.	Indications.	Variations.	Indications.	Variations.
1′	35°	+ 35	9°	+ 9
2	55	20	20	11
3	64	9	28	8
4	69	5	35	7
5	70	1	40	5
6	70	0	45	5
7	71 *max.*	1	49	4
8	71	0	52	3
9	71	0	55	3
10	70	— 1	58	3
11	70	0	60	2
12	69	— 1	61	1
13	69	0	62	1
14	68	— 1	63	1
15	67	— 1	63	0
16	66	— 1	63	0
17	65	— 1	64 *max.*	1
18	65	0	63	— 1
19	64	— 1	63	0
20	64	0	63	0
21	62	— 2	62	— 1
On reporte alors le tube dans la glace fondante.				
22	35	27	52	10
23	16	19	40	12
24	8	8	30	10
25	5	3	20	10
26	3	2	17	3
27	0	3	15	2

On remarquera que le thermomètre B atteint 71° C. en 7^m, qu'il *s'abaisse* alors très-lentement de 6° pendant 10^m, tandis que dans le sel gemme le thermomètre A *croît* rapidement de 49° à 64°, où sa température est maximum. Dans la seconde partie de l'expérience A n'est arrivé à zéro qu'au bout de 47^m.

L'auteur croit pouvoir tirer de cette expérience des conclusions en désaccord avec ce que l'on sait de la diathermancie du sel gemme; cependant il n'y a là rien d'imprévu : les corps diathermanes s'échauffent à la longue et se comportent alors comme des sources de chaleur.

DAMIEN.

TH. PETRUSCHEFFSKY. — Ueber normales Magnetisiren (Sur l'aimantation normale); *Ann. de Pogg.*, CLX, p. 388-537, 1877.

Lorsqu'on aimante par divers procédés un même barreau, on obtient des distributions différentes du magnétisme et, en particulier, des pôles dont l'écartement est variable, et l'aimantation une fois obtenue, l'écartement des pôles pourra encore être modifié par des chocs.

Si l'on se sert d'une hélice pour aimanter le barreau, toutes choses égales d'ailleurs, la distribution varie encore avec l'intensité du courant, jusqu'à ce que celui-ci ait atteint une certaine intensité, d'autant plus grande que le barreau est plus fort.

En employant un courant assez puissant pour qu'une augmentation d'intensité n'ait plus d'influence sur la distribution, on obtient avec un même barreau des aimants dont les pôles sont d'autant plus éloignés que l'hélice magnétisante est plus longue, et il y a pour cette hélice une longueur et une seule, telle que l'écartement des pôles sous l'action du courant reste le même que celui des pôles du magnétisme rémanent; c'est cette longueur que l'auteur nomme *longueur normale,* et c'est la distribution obtenue ainsi qu'il nomme *distribution normale* du magnétisme.

Cette longueur est les 0,8 de celle du barreau et l'écartement des pôles les 0,892; ces résultats (obtenus sur du fer) seraient indépendants de la section du barreau, et en opposition avec ceux que Coulomb a obtenus sur des barreaux d'acier aimantés par le procédé de la double touche.

A. POTIER.

H. KNOBLAUCH. — Ueber die Reflexion der Wärmestrahlen von Metallen (Réflexion de la chaleur par les métaux); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 1, 1877.

Ce travail se rattache à des recherches antérieures de l'auteur publiées dans les tomes LXXIV et CI des *Annales de Poggendorff*.

M. Knoblauch étudie aujourd'hui la réflexion de la chaleur sur l'acier, le nickel, le zinc, le maillechort, le cuivre, l'or, l'argent et le laiton. La lumière solaire a été employée dans ces recherches : elle était renvoyée dans une direction fixe par un héliostat et polarisée par un Nicol, soit dans un plan parallèle ou perpendiculaire au plan de réflexion, ou enfin à 45° de ce plan.

L'intensité de la chaleur réfléchie varie avec l'incidence. Elle augmente avec l'incidence quand la chaleur est polarisée parallèlement ou à 45° du plan de réflexion, quoique l'augmentation soit moins sensible dans ce dernier cas. Pour la chaleur polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, l'intensité décroît d'abord avec l'incidence jusqu'à l'angle de polarisation, pour augmenter ensuite.

Pour un même angle d'incidence, l'intensité de la chaleur réfléchie est toujours moins grande avec la polarisation à 45°, et encore moindre avec la polarisation perpendiculaire qu'avec la polarisation parallèle au plan de réflexion.

Les divers métaux présentent à cet égard des propriétés très-différentes. Les différences d'intensité, très-marquées sur l'acier ou le nickel, sont presque nulles avec le laiton. Ce dernier métal communique, par réflexion, à la chaleur naturelle la polarisation circulaire; les autres métaux produisent, comme l'on sait, la polarisation elliptique, et le verre, qui produit la polarisation rectiligne, forme, si l'on veut, le cas extrême opposé à celui du laiton.

E. Bouty.

J.-G. BROUN. — On the influence of the height in the atmosphere on the diurnal variations of the earth's magnetic force (Influence de l'altitude sur les variations diurnes de la force magnétique terrestre); *Proceed. of the Royal Society*, vol. XXV, n° 178, p. 566.

M. Chambers, à Bombay, observant simultanément à $0^h 22^m$ et

$2^h 29^m$ après midi un magnétomètre bifilaire, placé à $1^m,80$ au-dessus du sol, et un appareil unifilaire, destiné à mesurer l'intensité absolue, placé à $11^m,40$ de hauteur, trouva pour la variation moyenne de la force horizontale terrestre dans cet intervalle :

Avec l'instrument bifilaire...........	$-0,00062\,x$
» unifilaire..........	$-0,00048\,x$
Variation moyenne diurne...........	$0,00166\,x$

x est la composante horizontale de la force magnétique. Il attribue les différences observées à la différence d'altitude des deux appareils.

L'auteur a comparé ces résultats avec ceux de nombreuses expériences faites par lui depuis trente ans, qui toutes donnent des différences beaucoup plus faibles.

Par exemple, la variation moyenne entre $0^h 30^m$ et $2^h 30^m$ après-midi, pendant les quatre derniers mois de 1856, est, avec l'appareil bifilaire,

Altitude 60^m............. ...	$-0,0009760\,x$
» 1860^m................	$-0,0009724\,x$
Variation diurne moyenne..	$0,00215\,x$

L'appareil unifilaire semble peu convenable pour la mesure des petites variations.

La différence n'a jamais dépassé, dans un intervalle de quatre heures, $\frac{1}{360}$ de la valeur diurne moyenne, pour une différence d'altitude de 1800^m.

C. Daguenet.

A. WÜLLNER. — Ueber die electrische Influenz auf nicht leitende feste Körper (Sur l'influence électrique dans les corps non conducteurs); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 247-361, 1877.

L'auteur a mesuré la capacité de condensateurs formés de diverses substances, et étudié les variations apparentes de cette capacité avec le temps. Le conducteur était chargé par pile d'un nombre variable d'éléments, la différence de potentiel maintenue

par conséquent constante, et les charges mesurées avec un électromètre. La constante α, que M. Wüllner calcule et considère comme mesure de l'influence, est liée à la constante diélectrique D par la relation $D(1-\alpha)=1$.

Les valeurs de α croissent rapidement avec le temps pendant lequel l'influence a duré, et si l'on désigne par α_0 la valeur initiale, par ε la valeur correspondant à un temps infini, les résultats de l'expérience sont assez convenablement représentés par une formule exponentielle $\varepsilon-\alpha=(\varepsilon-\alpha_0)\,a^{-t}$, dans laquelle la base a mesure la conductibilité du corps isolant.

Pour le verre, le soufre et la cire à cacheter, ε est égal à l'unité, et les autres constantes sont :

	α_0.	log a.
Verre.............	0,8371	0,070
Soufre............... .	0,6234	0,010
Cire, première plaque...	0,7322	0,004
Cire, deuxième plaque..	0,6615	0,001

Pour l'ébonite et la paraffine, ε serait différent de 1, et l'on aurait

	ε.	α_0.	log a.
Ébonite.... .	0,9584	0,6614	0,006
Paraffine.....	0,8000	0,4919	0,003

Il n'y a donc aucune relation entre les valeurs de la conductibilité et celle de α_0 ; M. Wüllner conclut, comme on l'avait déjà fait, que le phénomène de l'influence proprement dit est tout à fait différent de ce qu'on a appelé la *pénétration de l'électricité*, ce qui concorde avec les idées de Faraday.

Il est à remarquer que, si l'on mesure les valeurs de α au bout d'un temps déterminé, dix secondes par exemple, en répétant les expériences plusieurs fois de suite, les valeurs de α vont constamment en augmentant, même si l'on change le signe de la charge d'une expérience à l'autre.

M. Wüllner établit ainsi la signification théorique des quantités ε, α et a

Si h est la densité électrique sur l'armature du condensateur en relation avec la source, $\pm\alpha h$ la densité sur les faces du corps isolant, par suite $4\pi h(1-\alpha)$ la force électromotrice à l'intérieur de

ce dernier, k la conductibilité, la loi de Ohm indique qu'il passera par unité de surface de celui-ci une quantité $k \times 4\pi k (1 - \alpha)\, dt$ d'électricité pendant le temps dt; la densité électrique sur les faces du corps isolant augmentera donc de cette même quantité, qui n'est autre que $h\,d\alpha$; d'où l'équation

$$d\alpha = 4\pi k\,(1 - \alpha)\,dt :$$

α tendra donc vers l'unité.

L'expérience montrant qu'il n'en est pas toujours ainsi, M. Wüllner suppose que le corps isolant oppose au mouvement de l'électricité une résistance supplémentaire, proportionnelle à la densité, de sorte que

$$h\,d\alpha = k \times 4\pi h (1 - \alpha)\, dt - \mu' \alpha h\, dt;$$

d'où il conclut, en posant $\varepsilon = \frac{1}{1 + \mu}$ et $4\pi k (1 + \mu) = \log a$, les relations

$$d\alpha = (\varepsilon - \alpha)\, dt \times 4\pi k (1 + \mu) \quad \text{ou} \quad \varepsilon - \alpha = (\varepsilon - \alpha_0) a^{-t}.$$

A. Potier.

R. LENZ. — Ueber den galvanischem Widerstand der Haloïdverbindungen (Résistance des dissolutions des sels haloïdes); *Ann. de Pogg.*, CLX, p. 425, 1877.

A égale concentration atomique et pour un même radical, les chlorures sont moins résistants que les bromures, et ceux-ci que les iodures; mais le produit de la résistance par la densité du liquide est le même. Pour des radicaux différents, ces produits sont inversement proportionnels aux équivalents $(KHO + H)^2$, $CaO^2H^2 + 2H$ des substances qui se déposent à l'électrode négative. Ce dernier résultat serait vrai à 5 pour 100 près, mais à condition de diviser le produit par 2 pour $BaCl^2$ et de les multiplier par 3 pour AmCl.

A. Potier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XI. — Août 1877.

A. Crova. — *Mesure de l'intensité calorifique des radiations solaires et de leur absorption par l'atmosphère terrestre,* p. 433.
E.-H. Amagat. — *Mémoire sur la compressibilité des liquides,* p. 520.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome IV. — Août 1877.

Walter Baily. — *Nouveau mouvement automatique pour le spectroscope,* p. 100.
J.-E.-H. Gordon.— *Répétition de l'expérience magnéto-optique de M. Kerr,* p. 104.
R.-S. Brough.— *Sur un éclair. Évaluation en mesure absolue du potentiel et de la quantité d'électricité mise en jeu,* p. 105.
S.-Tolver Preston.— *Sur la nature de ce que l'on appelle ordinairement le vide,* p. 110.
W.-E. Ayrton et John Perry. — *La glace servant d'électrolyte,* p. 114.
R.-H. Bosanquet. — *Note sur la théorie du son,* p. 125.

5e série. — Tome IV. — Octobre 1877.

R.-S. Brough. — *Diamètre du fil qu'il faut enrouler sur un électro-aimant pour produire l'effet magnétique maximum,* p. 253.
Thomas-T.-P.-Bruce Warren. — *Détermination des coefficients de température relatifs aux enveloppes isolantes,* p. 272.
Silvanus-P. Thompson. — *Audition avec les deux oreilles,* p. 274.
G. Wiedemann. — *Magnétisme des composés chimiques,* p. 276.

Annalen der Physik (Poggendorff)

(CONTINUÉES PAR WIEDEMANN).

Nouvelle série. — Tome I. — N° 8. — Année 1877.

P. SILOW. — *Recherches expérimentales sur les corps faiblement magnétiques*, p. 481.

R. CLAUSIUS. — *Loi générale de l'influence électrique*, p. 493.

A.-F. BERGGREN. — *Conductibilité des électrolytes*, p. 499.

J. TOLLINGER. — *Détermination de la conductibilité des liquides faite avec un courant constant*, p. 510.

H. HERWIG. — *Conductibilité dite unipolaire des flammes et phénomènes électriques réellement unipolaires*, p. 516.

J.-G. WALLENTIN. — *Nouvelle remarque sur la théorie de l'action d'une hélice d'un nombre de tours variable*, p. 545.

E. KETTELER. — *Détermination exacte de la déviation du plan de polarisation*, p. 556.

A. WÜLLNER. — *Chaleur spécifique de l'eau d'après les recherches de W. v. Münchaussen*, p. 592.

H. GRASSEMANN. — *Nature physique des sons articulés*, p. 606.

G. HÜFNER. — *Nouvelle forme de la machine Sprengel*, p. 629.

J.-A. KRENNER. — *Bunsenine, nouveau minerai de tellure*, p. 636.

Nouvelle série. — Tome II. — N° 9. — Année 1877.

A. OBERBEK. — *Mouvements discontinus des liquides*, p. 1.

A. KUNDT. — *Éclaircissements sur les recherches de Dufour et de Merget relatives à la diffusion des vapeurs*, p. 17.

A. JOHANNISJANZ. — *Diffusion des liquides*, p. 24.

PAUL MORITZ SCHMIDT. — *Frottement intérieur des corps solides*, p. 48.

W. HANKEL. — *Photo-électricité du spath-fluor*, p. 66.

EDM. HOPPE. — *Résistance des flammes au courant galvanique*, p. 83.

W. BEETZ. — *Action électrochimique d'une anode d'aluminium*, p. 94.

FRANZ EXNER. — *Nouvelles recherches sur la dilatation galvanique*, p. 100.

R. CLAUSIUS. — *Réponse aux objections faites par Zöllner à mes considérations sur l'électrodynamique*, p. 118.

R. CLAUSIUS. — *Sur un mode de raisonnement employé par M. Tait dans la théorie mécanique de la chaleur*, p. 130.

G. CIAMICIAN. — *Sons rendus par l'air dans les tuyaux*, p. 133.

J. MOSER. — *Spectres des acides azoteux et hypo-azotique*, p. 139.

TRAPPE. — *Une illusion d'optique*, p. 141.

A.-H. PAREAU. — *Rectification*, p. 144.

AIMANTATION DES LIQUIDES;

PAR M. P. ZILOFF.

L'aimantation des liquides est sous tous les rapports beaucoup plus simple que celle du fer, puisque les hypothèses de Poisson, qui ne sont pas suffisantes pour ce dernier, doivent trouver leur complète application dans le cas des liquides et autres corps faiblement magnétiques : cela est démontré par les observations antérieures de MM. W. Weber, Wiedemann, Tœpler et Ettinghausen.

On n'a jamais encore cherché à déterminer la valeur absolue du coefficient magnétique des corps faiblement magnétiques ; je vais exposer ici ma méthode et les résultats que j'ai obtenus.

Deux petits aimants composaient un système astatique, dont les mouvements étaient suivis au moyen d'un miroir et une lunette d'approche. Si le miroir fait des angles α et β avec les axes des aimants, l'angle φ du miroir avec le plan du méridien magnétique sera déterminé par l'équation suivante :

$$m_1 H \sin(\varphi - \alpha) = m_2 H \sin(\varphi + \beta),$$

où H est la composante horizontale du magnétisme terrestre, m_1 et m_2 les moments magnétiques des aimants. Nommons s l'angle entre les axes des aimants, c'est-à-dire posons

$$\alpha + \beta = s;$$

l'équation précédente peut être alors écrite de la manière suivante :

$$\sin(\varphi - \alpha) = \frac{m_2}{m_1} \sin(\varphi + s - \alpha.)$$

Supposons maintenant que le liquide, contenu dans un vase cylindrique de dimensions connues, soit placé juste sous l'aiguille inférieure ; le liquide se magnétise sous l'influence de la force terrestre et exerce, à son tour, une force sur l'aimant le plus rapproché du système astatique (l'autre aimant étant éloigné de 30^c), de sorte que ce dernier prend une nouvelle position, dans laquelle le miroir fait un angle φ' avec le plan du méridien ; cet angle est

déterminé par l'équation

$$\sin(\varphi' - \alpha) = \frac{m_2}{m_1}[1 + f(k)] \sin(\varphi' + s - \alpha),$$

dans laquelle $f(k)$, fonction du coefficient cherché, représente le rapport de la force magnétique du cylindre liquide à la force terrestre H.

On soumet les équations précédentes à de simples transformations, dont j'indique les phases principales : on élimine l'angle α, on nomme $\varphi - \varphi' = \theta$ l'angle de déviation du système astatique, produit par l'approchement du vase avec le liquide, on introduit le moment magnétique du système astatique M égal à

$$\sqrt{m_1^2 + m_2^2 - 2m_1 m_2 \cos s)};$$

alors on a

$$f(k) = \frac{M^2 \sin\theta}{m_1 m_2 \sin\theta \cos s - m_1 m_2 \sin s \cos\theta - m_2^2 \sin\theta}.$$

Mais les angles s et θ sont très-petits, de sorte qu'on peut écrire

$$f(k) = \frac{M^2 \theta}{(m_1 m_2 - m_2^2)\theta - m_1 m_2 s},$$

ou bien, comme m_1 est à très-peu près égal à m_2,

$$-f(k) = \frac{M^2 \theta}{m_1 m_2 s}\left[1 + \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right)\frac{\theta}{s}\right].$$

Voilà une formule qui donne la valeur de $f(k)$ en fonction des quantités, qui peuvent être toutes déterminées par l'expérience; un calcul, qui n'offre aucune difficulté, nous donne la valeur de $f(k)$ en fonction des dimensions du cylindre et de la position de ce dernier par rapport au système astatique. Négligeant la longueur des aimants, nous pouvons présenter cette valeur sous la forme suivante :

$$-f(k) = \pi k [\sin b - \sin a - (\sin b' - \sin a')],$$

où b et b' sont les angles que font avec l'axe vertical les droites menées de la circonférence de la base supérieure du cylindre aux

aimants ; a et a' ont la même signification pour la base inférieure du cylindre.

Comparant les deux formules précédentes, nous trouvons le coefficient cherché

$$k = \frac{1}{\pi}\frac{M^2\theta}{m_1 m_2 s} \times \frac{1 + \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right)\frac{\theta}{s}}{\sin b - \sin a - (\sin b' - \sin a')}.$$

J'ajoute quelques mots pour expliquer la méthode d'observation. Pour déterminer l'angle s, que faisaient entre eux les axes des aimants, j'enlevais un d'eux, par exemple l'aimant inférieur, je le remplaçais par un petit cylindre en cuivre (du même poids que l'aimant) et j'observais la position d'équilibre du système; ensuite je remettais l'aimant inférieur à sa place, j'enlevais l'autre, je le remplaçais par le cylindre en cuivre et j'observais de nouveau la position d'équilibre, qui devait différer de la première de l'angle cherché. On observait aussi les durées d'oscillations pendant qu'un seul aimant restait à sa place, ensuite on répétait l'observation après avoir suspendu au système des petits poids : nommons les durées d'oscillations t_1 et t_2 dans le premier cas, t'_1 et t'_2 dans le second cas ; alors on peut écrire

$$m_1 = \frac{A}{t_1'^2 - t_1^2}, \quad m_2 = \frac{A}{t_2^2 - t_2'^2}.$$

Enfin on mesurait dans les mêmes conditions les durées d'oscillation T et T' du système astatique; après quoi, le moment respectif pouvait être présenté sous la forme

$$M = \frac{A}{T'^2 - T^2}.$$

Pour mesurer l'angle de déviation θ du système astatique sous l'influence du cylindre liquide, on commençait par observer la position d'équilibre du système, puis on approchait le cylindre de l'aiguille inférieure et l'on déterminait de nouveau la position d'équilibre. Les $\sin b$, $\sin a$, $\sin b'$ et $\sin a'$ se laissaient calculer, d'après les dimensions du cylindre et du système astatique et de la position de celui-ci par rapport à celle-là. Le rayon du cylindre était de 50^{mm}, sa hauteur 358^{mm}, la distance entre les deux aimants

290^{mm}, la distance de la section supérieure du cylindre de l'aiguille inférieure variait de 5^{mm} à 6,5. J'ai fait deux séries d'expériences pour une solution aqueuse du perchlorure de fer; je donne deux exemples de ces observations :

	I.	II.
s	92 div.	253 div.
t_1	9",157	9",187
t'_1	10,000	10,002
t_2	9,115	9,062
t'_2	9,949	9,869
T	41,85	30,37
T'	45,83	32,79
θ	9,94	5,22
k	0,000083	0,000086

La moyenne de treize observations a donné, pour le coefficient magnétique de la solution aqueuse *du perchlorure de fer* (liquide le plus magnétique), le nombre suivant :

$$k = 0,0000815.$$

SUR LA PRODUCTION EN PROJECTION DES COURBES DE M. LISSAJOUS A L'AIDE DE DIAPASONS;

PAR M. A. TERQUEM.

Pour produire en projection les courbes de M. Lissajous à l'aide de diapasons, on emploie le plus souvent la disposition donnée par ce physicien, qui consiste à placer sur les diapasons des miroirs métalliques fixés sur la face extérieure d'une des branches, ou mieux à l'extrémité, perpendiculairement à cette branche. La source de lumière est formée par une ouverture très-petite, ce qui nécessite l'emploi de la lumière solaire ou de la lumière électrique; même en concentrant sur cette ouverture le faisceau lumineux à l'aide d'une grande lentille, on n'obtient que des résultats peu satisfaisants quand on emploie la lumière Drummond : on peut tout au

plus produire les courbes dues aux rapports les plus simples; dès que la courbe est un peu compliquée, l'éclairement devient insuffisant. En outre, les pièces à ajuster sont très-nombreuses et exigent un emplacement considérable, surtout quand les miroirs sont fixés perpendiculairement aux branches des diapasons. Il faut, en effet, mettre dans un même plan horizontal :

1° La source lumineuse et le faisceau qui en émane;

2° La grande lentille d'éclairement (dans le tube de la lanterne, pour rendre le faisceau convergent);

3° Le diaphragme;

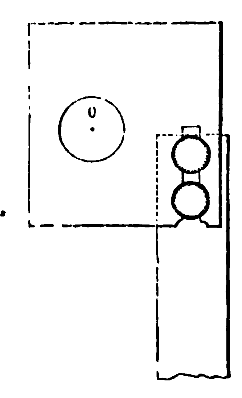
4° La lentille de projection (objectif d'une lunette de Galilée);

5° Les diapasons munis de leurs miroirs et placés horizontalement en sens contraire.

J'ai pensé que la disposition suivante serait plus simple et plus commode; elle donne de meilleurs résultats quand on emploie la lumière solaire ou électrique, et en outre permet de se servir de la lumière Drummond, même pour produire des courbes compliquées; elle se rapproche considérablement de celle qui existe dans le vibroscope de M. Lissajous.

Sur un des diapasons, placé verticalement, est fixée, à l'extrémité d'une des branches, une petite lame carrée d'aluminium, dans laquelle on a percé une ouverture microscopique O (*fig.* 1)

Fig. 1.



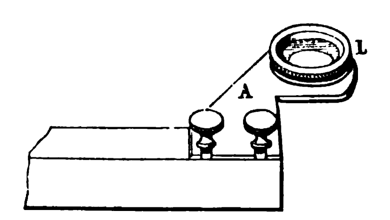
avec une pointe d'aiguille fine. Cette lame est fixée au diapason par deux vis à tête moletée et à l'aide d'une entaille longitudinale,

de telle sorte que l'ouverture O soit un peu en dehors. Il est bon de replier les bords de la lame, de manière à lui donner une certaine rigidité, pour qu'elle ne vibre pas directement sous l'influence du diapason. L'ouverture O décrit ainsi un petit arc de cercle qui se confond sensiblement avec une ligne droite.

Sur l'autre diapason (*fig.* 2), placé horizontalement et vibrant



Fig. 2.



parallèlement au premier, on place une des lentilles L de l'objectif du microscope solaire, ayant une distance focale de 3 à 4^c. Cette lentille est entourée d'un petit écran en aluminium, et se trouve vissée dans une pièce de cuivre A, que l'on fixe à l'une des branches du diapason par deux vis de pression; sur l'autre branche est placé un contre-poids [1]. Ce second diapason est évidemment placé derrière le premier, de telle sorte que le centre de la lentille corresponde à l'ouverture O.

Il faut que cette ouverture soit fortement éclairée : pour cela on concentre sur elle le faisceau parallèle, dont on dispose, à l'aide des deux lentilles d'éclairement du microscope solaire; toutefois, on doit placer la lame d'aluminium en deçà du foyer, afin que l'ouverture soit éclairée pendant toute son excursion. Pour régler facilement l'éclairement, on entoure l'ouverture d'un petit cercle, de 1^c environ de diamètre, tracé à la plume; on déplace ensuite la seconde lentille jusqu'à ce que le faisceau convergent découpé par la lame d'aluminium présente une section égale à la surface de ce petit cercle. On met ensuite en place le deuxième

---

[1] Ces deux pièces font partie d'une collection de diapasons construits par M. Kœnig, et spécialement destinés aux expériences stroboscopiques.

diapason, à une distance telle que l'image de l'ouverture se projette nettement sur l'écran. En faisant alors vibrer les deux diapasons, on obtient une courbe très-fine et très-brillante.

Il faut que l'ouverture O soit très-petite, parce que, à cause du pouvoir amplifiant de la lentille, sur un écran placé à quelques mètres, la projection est un cercle de 5^{mm} environ, quoique l'ouverture n'atteigne pas $\frac{1}{10}$ de millimètre.

Il est commode, pour obtenir diverses figures, de conserver constamment un des deux diapasons (celui qui porte l'ouverture), et d'entretenir son mouvement par le passage d'un courant électrique interrompu. Pour le second (qui porte la lentille), on pourra le remplacer successivement par d'autres, munis de curseurs et réglés d'avance avec la surcharge de la lentille de projection et de son contre-poids, ou bien se servir d'un diapason unique, avec des curseurs qu'on déplace. Les vibrations de ce second diapason, si les curseurs ne sont pas trop lourds ni trop près de la base, pourraient être entretenues à l'aide de l'archet. L'amplitude que donne l'archet est en général bien plus grande que celle qu'on obtient par le passage des courants électriques interrompus; et, quand l'archet est manié avec quelque dextérité, on arrive à maintenir constante l'amplitude des vibrations, sans même faire varier la phase.

Pour obtenir avec les courants électriques une plus grande amplitude, il est bon de fixer sur le diapason le fil d'argent qui sert à interrompre le courant, non à l'extrémité d'une des branches, mais aussi loin que possible vers la base; on place dans une position convenable également la borne sur laquelle vient s'appuyer le fil quand le courant doit être fermé. L'électro-aimant excitateur cesse son action, en effet, dès que le contact du fil et de la borne cesse d'exister, c'est-à-dire quand le diapason a fait une vibration d'une amplitude presque microscopique; si cette faible excursion correspond à un point de la branche du diapason situé vers la base, l'extrémité aura une amplitude beaucoup plus grande.

Les courbes projetées sur l'écran doivent avoir, par ce procédé, une étendue plus grande que par l'emploi des miroirs. Soit, en effet (*fig.* 3), D la distance du miroir à l'écran; si ω est l'angle d'incidence, on aura

$$AC = D \tang \omega.$$

Si α est l'angle de rotation du miroir, on a

$$CB = D \operatorname{tang}(\omega + 2\alpha);$$

comme α est très-petit, on peut écrire

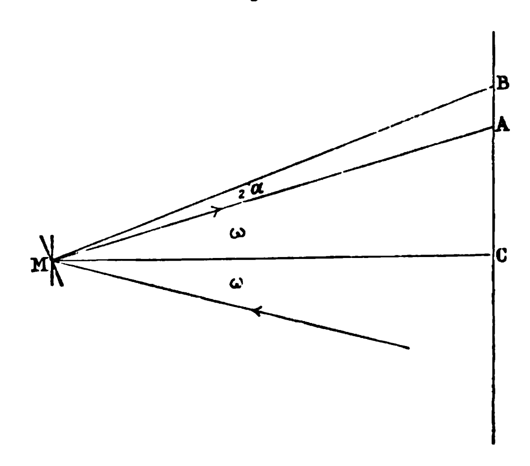
$$AB = D[\operatorname{tang}(\omega + 2\alpha) - \operatorname{tang}\omega] = \frac{D \times 2\alpha}{\cos^2\omega}.$$

En admettant le cas le plus favorable, dont on s'écarte peu en réalité, on a $\omega = 0$, et par suite

$$AB = 2D\alpha.$$

Si l est la partie vibrante du diapason, on aura pour l'excursion

Fig. 3.



de l'extrémité $\varepsilon = l\alpha$; si la lentille de projection a un foyer f, l'amplitude sera sur l'écran $\frac{l\alpha(D-f)}{f}$, ou simplement $\frac{l\alpha D}{f}$, en négligeant f devant D. Or il est évident que $\frac{l}{f}$ est bien supérieur à 2; car on a souvent

$$l = 20^c \quad \text{et} \quad f = 4^c,$$

d'où

$$\frac{l}{f} = 5.$$

En outre, on peut avoir ici D plus grand, de 1^m au moins, que dans le cas précédent, à cause de la moins grande étendue des appareils, qui sont tous réunis dans un petit espace, dans le voisinage de la source de lumière.

Les avantages de la méthode que je propose sont les suivants :

1° Réglage plus simple;

2° Moindre étendue des appareils;

3° Intensité lumineuse plus considérable, due à la concentration de la lumière sur l'ouverture employée et à l'absence des pertes qui accompagnent les deux réflexions; possibilité de l'emploi de la lumière Drummond, insuffisante quand on emploie le procédé habituel;

4° Plus grande étendue des courbes pour la même amplitude des diapasons.

NOUVEL APPAREIL POUR MESURER LES CHALEURS DE VAPORISATION;

PAR M. BERTHELOT.

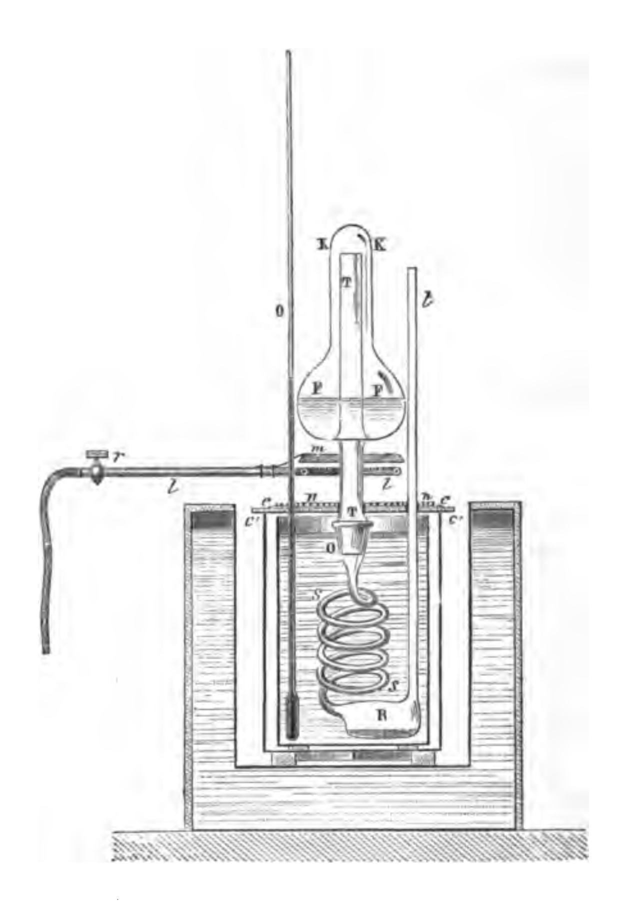
Voici un appareil nouveau destiné à mesurer la chaleur de vaporisation des liquides. Dans les appareils connus des physiciens, on transmet la vapeur par un tube incliné qui traverse la paroi du calorimètre, non sans s'exposer à ce double risque, de condenser en partie la vapeur avant son arrivée dans le calorimètre, et d'échauffer celui-ci par conductibilité métallique. J'ai imaginé un instrument dans lequel la vapeur maintenue sèche, par les artifices employés dans la mesure des points d'ébullition, est précipitée *per descensum* au sein du calorimètre, qui ne reçoit aucune quantité de chaleur étrangère.

La figure ci-contre représente l'appareil disposé et prêt à fonctionner. FF est une fiole de 100^{cc} environ, dont le col KK est fermé à la lampe, et dont le centre est traversé par un large tube vertical TT soudé, lequel descend à 35 ou 40^{mm} plus bas; il s'ajuste avec un serpentin OSSR, plongé dans mon calorimètre d'un litre. Le tout a été construit par M. Alvergniat

Entre la fiole et le calorimètre se trouvent, de bas en haut : 1° une feuille mince de carton *c* et une plaque de bois *c'*, servant d'écrans,

percées pour le passage presque à frottement du tube T; 2° une toile métallique *n*; 3° une lampe circulaire *ll*, interrompue sur une portion de sa circonférence pour le passage de T; 4° une toile métallique *m*.

Voici comment on procède : la fiole étant pesée à l'avance, seule,



puis avec le liquide, et la lampe allumée, dans une première période destinée à élever la température du liquide, on note la marche du thermomètre calorimétrique.

La seconde période est celle de la distillation, qui dure de deux à quatre minutes, en déterminant une élévation de 3 à 4° dans l'eau du calorimètre, ce dernier renfermant 800 à 900^{gr} d'eau, et le

poids du liquide organique volatilisé s'élevant à 20 ou 30^{gr} dans la plupart des cas. On éteint alors le feu, on enlève la fiole, on la bouche, on la laisse refroidir, on la pèse : ce qui donne le poids exact du liquide vaporisé.

D'autre part, on continue à suivre la marche du thermomètre pendant une troisième période, jusqu'à ce qu'elle soit devenue régulière, c'est-à-dire concordante avec le refroidissement (préalablement étudié) du calorimètre rempli simplement avec le même poids d'eau à la même température.

On possède alors les données nécessaires pour calculer la chaleur totale cédée par la vapeur depuis le point d'ébullition jusqu'à la température ordinaire; la chaleur spécifique étant connue par d'autres essais, on en déduit la chaleur de vaporisation.

J'ai trouvé ainsi, pour la chaleur totale cédée par la vapeur d'eau ($p = 8^{gr},24$; $6^{gr},86$; $7^{gr},08$), entre 100° et zéro, les nombres

$$635,2; \quad 637,2; \quad 636,2; \quad \text{moyenne}: 636,2.$$

M. Regnault a donné 636,6.

Cet appareil m'a servi pour mesurer les chaleurs de vaporisation des acides acétiques anhydre et monohydraté, de l'acide azotique monohydraté, du chloral et de son hydrate, etc.

Voici les résultats rapportés à l'unité de poids et à la vaporisation sous la pression normale :

Acide azotique monohydraté.........	$115^{cal},1$
Acide acétique monohydraté.........	120,8
Acide acétique anhydre..	66,7
Chloral anhydre......................	54,2
Hydrate de chloral..................	132,3

SUR UNE ILLUSION D'OPTIQUE;

PAR M. LISLEFERME.

Lorsque l'on regarde un objet au moyen d'une longue-vue, il se produit dans certain cas des apparences singulières. Ainsi, l'objet

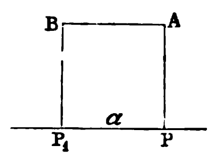
étant à une distance peu éloignée, l'image présente une perspective inverse de ce qu'elle devrait être, c'est-à-dire que les parties les plus éloignées semblent plus grandes que les parties les plus rapprochées.

On trouve l'explication de ce phénomène en discutant les circonstances qui donnent lieu à l'image virtuelle.

Pour simplifier, considérons une lunette astronomique; l'image sera renversée, mais les conclusions seront les mêmes.

La longueur focale de l'objectif et celle de l'oculaire étant F et f, soit $(F+f+\Delta)$ la distance qui sépare les deux lentilles. Supposons que l'objet observé soit un rectangle P_1BAP, dont un

Fig. 1.



côté $P_1P = a$ est sur l'axe de la lunette, et prenons a assez petit pour que le rectangle soit vu nettement dans le champ de la lunette. L'image sera un trapèze renversé $P'_1B'A'P'$, et, en comptant les distances à partir des foyers principaux, on aura

$$F^2 = pq = p_1q_1, \quad f^2 = q'p' = q'_1p'_1,$$

p et p_1 étant les distances des côtés $AP = A$ et $BP_1 = B$ au foyer de l'objectif; p' et p'_1 étant dans l'instrument les distances des images A' et B' de ces deux côtés au foyer de l'oculaire. On a aussi

$$(1) \quad \begin{cases} \Delta = q - q' = \dfrac{F^2}{p} - \dfrac{f^2}{p'}, \\ \Delta = q_1 - q'_1 = \dfrac{F^2}{p_1} - \dfrac{f^2}{p'_1}. \end{cases}$$

Les grossissements linéaires seront, *en valeur absolue*,

$$(2) \quad \begin{cases} G = \dfrac{A'}{A} = \dfrac{F}{p}\dfrac{p'}{f} = \dfrac{Ff}{F^2 - p\Delta}, \\ G_1 = \dfrac{B'}{B} = \dfrac{Ff}{F^2 - p_1\Delta}; \end{cases}$$

d'où l'on déduit, en remarquant que $B = A$,

$$\frac{A'}{B'} = \frac{G}{G_1} = 1 - \frac{a\Delta}{F^2 - p\Delta} = 1 - \frac{a\Delta p'}{pf^2},$$

ce qui montre que A' sera $< B'$ tant que Δ sera positif, c'est-à-dire $p < p'\frac{F^2}{f^2}$; de telle sorte que la ligne BA, parallèle à l'axe de la lunette, sera vue suivant la direction $B'A'$ rencontrant cet axe en arrière de l'observateur sous un angle θ, mesuré par

$$\tang\theta = \frac{B' - A'}{a'} = \frac{A(G_1 - G)}{a'};$$

dans cette expression, $a' = p'_1 - p'$ est l'image de $a = p_1 - p$. Les relations (1) et (2) donnent

$$a' = p'_1 - p' = f^2\left(\frac{p_1}{F^2 - p_1\Delta} - \frac{p}{F^2 - \Delta p}\right) = aGG_1.$$

Ainsi le grossissement en relief, ou grossissement en profondeur, est

(3) $$\rho = \frac{a'}{a} = GG_1,$$

d'où

$$\tang\theta = \frac{A}{a}\left(\frac{1}{G} - \frac{1}{G_1}\right) = \frac{A\Delta}{Ff}.$$

Le phénomène cesse d'avoir lieu lorsque $\theta = 0$, ce qui conduit à $\Delta = 0$ ou $A' = B'$ ou $p = p'\frac{F^2}{f^2}$, et il tient uniquement au signe de θ; car, dans tous les cas, B' est vu sous un angle plus petit que celui sous lequel on voit A'.

La relation (3) permet de dire pour de petites valeurs de a que le grossissement du relief est le carré du grossissement linéaire; aussi les lunettes qui, dans les circonstances ordinaires, ont $G < 1$ donnent-elles un relief réduit, tandis que les microscopes où $G > 1$ offrent un relief exagéré.

Cela explique, par exemple, pourquoi un homme marchant à peu près suivant l'axe de la lunette semble piétiner; en effet, sa

taille est diminuée suivant G, tandis que la longueur de ses pas l'est suivant G^2.

Dans le stéréoscope, où $G > 1$, on doit tenir compte de cet effet, pour éviter d'avoir des images présentant un relief exagéré.

SUR LA LOI DE L'ACTION DES COURANTS ANGULAIRES;

PAR M. ABRIA.

M. J. Bertrand a démontré (1) l'inexactitude de la loi de l'action de deux courants angulaires, telle qu'elle est énoncée dans les Traités de Physique depuis Ampère. Deux éléments de courants dont les directions, par exemple, concourent vers leur plus courte distance ou vers le sommet de l'angle qu'ils forment entre eux, s'ils sont situés dans un même plan, exercent l'un sur l'autre une action nulle, attractive ou répulsive, selon qu'ils se trouvent sur une surface de révolution dont l'équation s'obtient aisément, d'un côté ou de l'autre de cette surface.

Cette loi est néanmoins très-commode dans l'enseignement élémentaire, parce qu'elle permet de comprendre les cas simples auxquels on se borne ordinairement, savoir, ceux où l'on considère l'action exercée par un courant horizontal indéfini ou un courant circulaire sur les courants verticaux ou horizontaux mobiles autour d'un axe vertical. Or il est aisé de voir qu'elle peut être conservée avec son énoncé actuel, pourvu qu'on la restreigne aux cas où l'un des éléments est situé dans un plan perpendiculaire à la direction de l'autre.

Soient, en effet (*fig.* 1), ABC l'un des éléments, MNP l'autre, situé dans un plan normal à AC, et rencontrant en O le prolongement de ce dernier.

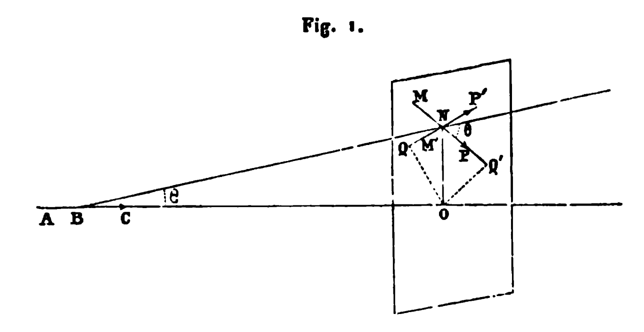
Le signe de l'action mutuelle des deux éléments dépend du facteur

$$\cos\varepsilon - \frac{1}{2}\cos\theta\cos\theta',$$

(1) *Journal de Physique*, t. III, p. 343.

ε étant l'angle des deux éléments, θ, θ' ceux qu'ils forment avec la droite qui joint leurs milieux.

Fig. 1.



Dans le cas qui nous occupe, $\varepsilon = 90^o$, $\theta = \text{NBO}$, et θ' varie avec la direction de MNP dans le plan MNOP. Il vaut $\frac{\pi}{2}$ lorsque PNO $= 90^o$; il est $\gtrless \frac{\pi}{2}$ suivant que PNO est $\lessgtr 90^o$.

Dans le premier cas, l'action des deux éléments est nulle.

Dans le deuxième, elle est positive, et alors les deux courants s'approchent de leur plus courte distance OQ.

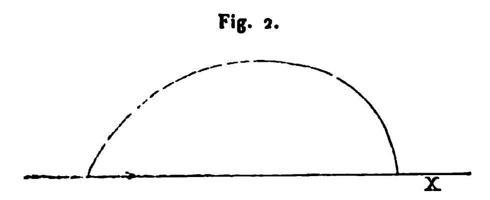
Dans le troisième, elle est négative; le deuxième élément a une direction telle que M'NP', et s'éloigne de OQ' pendant que le premier s'en approche.

La règle habituelle peut donc être conservée dans l'enseignement secondaire avec la restriction que je viens d'indiquer. Ainsi modifiée, elle permet d'expliquer la direction d'un courant vertical mobile autour d'un axe vertical sous l'influence d'un courant horizontal indéfini, et la rotation de ce même courant par l'action d'un courant circulaire horizontal.

On examine aussi ordinairement l'action d'un courant horizontal indéfini sur un courant horizontal mobile autour d'un axe vertical. Si l'on se borne au cas où les directions des deux courants sont parallèles ou perpendiculaires, il est aisé de voir que le courant mobile tend à prendre un mouvement de rotation. Pour les autres positions du courant mobile, le raisonnement est en défaut; mais il est aisé de voir, en appliquant la règle exacte, quelles sont les portions du courant fixe qui attirent et quelles sont celles qui repoussent le courant mobile.

L'équation de la courbe d'action nulle (en nous bornant à examiner ce qui se passe dans un plan) est $r^3 = Ax^2$, la direction de l'élément étant prise pour axe des x et son milieu pour origine des coordonnées ; sa forme est la suivante (*fig.* 2) :

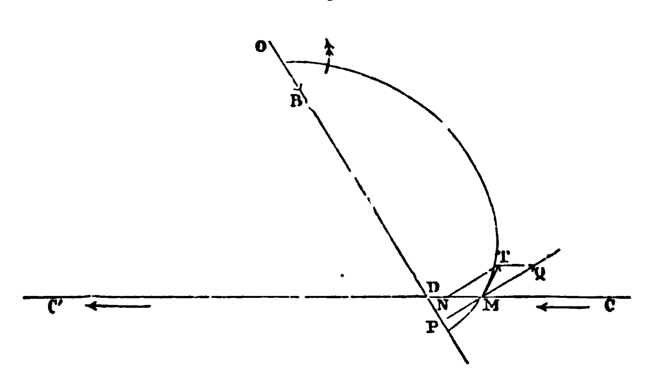
Fig. 2.



A est la distance à laquelle la courbe coupe l'axe des x. Si l'on veut qu'elle passe par un point pour lequel les coordonnées sont a et ρ, il suffit de poser $A = \frac{\rho^3}{a^2}$.

Cela posé, soit (*fig.* 3) l'élément de courant OB mobile au-

Fig. 3.



tour de l'axe projeté en O, et soumis à l'action du courant indéfini CC′, supposé situé dans le même plan.

Pour connaître l'action exercée sur OB par l'élément MN du courant fixe, traçons la courbe d'action nulle qui passe par M, et menons par M la tangente MT à cette courbe et la perpendiculaire MP à la direction de OB. L'élément de courant MT peut être remplacé par les deux éléments MQ et MN. Son action sur OB étant nulle, puisqu'il est situé sur la courbe, les actions de MQ et MN doivent être égales et de signes contraires; celle de MQ est

répulsive, d'après la loi de l'action des courants rectangulaires; MN doit donc attirer OB. On démontrera de même que tous les éléments de la portion DC attireront, et tous ceux de la portion DC' repousseront, l'élément OB. Celui-ci devra donc prendre un mouvement de rotation dirigé dans le sens de la flèche bipennée.

On peut donc, en définitive, conserver dans les Traités élémentaires les démonstrations usitées, en ayant soin de restreindre, d'après l'importante remarque de M. Bertrand, la généralité de l'énoncé relatif à l'action des courants angulaires.

W. HANKEL. — Ueber das electrische Verhalten der in Wasser oder Salzlösungen getauchten Metalle bei Bestrahlung durch Sonnen-oder Lampenlicht (Influence de la lumière sur l'état électrique des métaux en contact avec l'eau ou des dissolutions salines); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I. p. 402; 1877.

Après avoir rappelé les travaux de M. Ed. Becquerel sur ce sujet, l'auteur expose ses propres expériences, dont le plan est le suivant. Deux lames aussi identiques que possible forment avec un liquide un élément de pile; dans le circuit est établi un galvanomètre. Lorsque l'aiguille est sensiblement au repos, on fait agir sur une des lames la radiation solaire, soit directe, ~~soit~~ après passage à travers des verres colorés.

Le cuivre, décapé et poli au tripoli, l'argent, l'étain, deviennent négatifs sur l'action de la lumière; cette action, presque nulle sous l'influence des rayons rouges, croît avec la réfrangibilité de la lumière employée.

Le cuivre oxydé devient positif d'abord, négatif ensuite, mais la première action est due exclusivement aux rayons peu réfrangibles. Le cuivre oxydé et couvert de sels est positif pour toutes les radiations, mais surtout pour le rouge.

L'argent platiné devient positif pour toutes les radiations, et le platine argenté seulement pour les radiations plus réfrangibles que le rouge; il en est de même du platine, soit neuf, soit qu'il ait déjà été polarisé, et nettoyé ou non au tripoli (M. Becquerel indique qu'il n'y a pas d'action sur le platine lavé à l'acide nitrique et porté au rouge).

Le zinc, amalgamé ou non, propre ou non, est à peu près insensible.

Le cuivre décapé ou couvert de sa pellicule d'oxyde devient négatif quand on échauffe l'eau qui le renferme (M. Hankel dit qu'un métal devient négatif quand il se rapproche du platine, et positif quand il se rapproche du zinc).

Enfin la force électromotrice d'un élément de pile cuivre, zinc et eau augmente ou diminue sous l'influence de la radiation suivant que le cuivre sera net, ou couvert de sels, tandis que l'action de la chaleur seule est toujours d'augmenter la force électromotrice.

A. Potier.

JOHANN TOLLINGER. — Ueber die beim Lösen des salpetersauren Ammoniaks in Wasser auftretenden Wärme erscheinungen und deren Verwerthung bei Verwendung dieses Salzes beit Kältemischungen (Sur la chaleur de dissolution de l'azotate d'ammoniaque dans l'eau, et des mélanges réfrigérants formés avec ce sel); *Académie des Sciences de Vienne*, t. LXXII, octobre 1875.

1. M. Tollinger a déterminé préalablement diverses données expérimentales qu'il est nécessaire de connaître, pour calculer la valeur frigorifique des dissolutions plus ou moins concentrées de nitrate d'ammoniaque. Malheureusement ces quantités sont généralement exprimées par des formules d'interpolation assez compliquées, ce qui rend peu nets les calculs définitifs.

L'auteur a rapporté ses formules au nombre de molécules d'eau m servant à dissoudre 1 molécule de nitrate d'ammoniaque ou 80^{gr}, et aussi au nombre p de grammes d'eau nécessaires pour dissoudre 1^{gr} du sel; évidemment $p = \frac{9m}{40}$. Les divers éléments à déterminer étaient :

1° La chaleur moléculaire de la dissolution;

2° La quantité de chaleur absorbée par la dissolution du sel, par diverses quantités d'eau et à diverses températures;

3° La température de congélation des dissolutions;

4° La solubilité du sel à diverses températures.

2. *Chaleur spécifique et chaleur moléculaire.* — La dissolution

formée de 1 molécule de sel et de 100 molécules d'eau a pour chaleur spécifique $c = 0,959$. Pour la chaleur moléculaire d'une dissolution formée de 1 molécule du sel pour m molécules d'eau, l'auteur a trouvé

$$(1) \qquad C = 20 + 17,8m \quad \text{avec} \quad m > 8,$$

$$(2) \qquad C = 29,6 + 17,7m \quad \text{pour} \quad m < 8.$$

Dans les mélanges employés, on a toujours $m < 8$.

3. *Chaleur absorbée par la dissolution du sel.* — Soit Q cette quantité, on doit avoir

$$Q = F(m, t).$$

Voici la voie suivie pour déterminer cette fonction (par interpolation), en admettant qu'elle varie lentement avec t :

α. L'auteur a déterminé d'abord la quantité de chaleur q absorbée par 1 molécule de sel se dissolvant dans 100 molécules d'eau à diverses températures; il a obtenu

$$(3) \qquad q = 6738 - 32,6t.$$

On peut déterminer par la théorie le coefficient de diminution avec la température, en tenant compte des chaleurs spécifiques de la dissolution et du sel. Si, en effet, on désigne par q_0 la quantité de chaleur qui est absorbée quand la température est à zéro, et q_t celle qui est absorbée à t^o; V la chaleur dépensée pour porter de zéro à t^o la dissolution, et U celle qui serait nécessaire pour échauffer de zéro à t^o le sel et l'eau séparément, on aura

$$q_0 + V = q_t + U;$$

d'où

$$q_t = q_0 + V - U.$$

Or, pour 1gr,

$$V = 23,5 \times 0,959 = 22,536,$$

$$U = 22,5 + 0,429 = 22,929;$$

donc

$$q_t = q_0 - 0,393t.$$

L'expérience avait donné pour 1gr de sel

$$q_t = q_0 - 0,408\,t.$$

β. Pour trouver l'influence de la quantité d'eau employée, à une température fixe ou variable, M. Tollinger a employé la méthode dont s'était déjà servi M. Pfaundler dans l'étude de la chaleur dégagée pendant l'hydratation de l'acide sulfurique. On prend, à une température t°, une dissolution formée de m molécules d'eau pour une molécule de sel, on y ajoute $100 - m$ molécules d'eau également à t°, et l'on détermine, par l'observation de la variation de température, la quantité de chaleur absorbée par suite de la dilution de la dissolution concentrée. Soit R cette quantité de chaleur, qui n'est fonction que de m, si l'on opère toujours à la même température t.

L'auteur a trouvé qu'à 5°,1 on pouvait écrire

$$(4) \qquad R = \frac{323,8(100 - m)}{8,63 + m}.$$

Les coefficients seraient variables avec la température; mais on peut aussi écrire, *a priori*,

$$R_t = R_0 + t\varphi(m).$$

Il faut donc déterminer R_0, pour la température de zéro, et $\varphi(m)$. Pour cela, on détermine R_1 pour la température t_1, et diverses valeurs de m. On connaît R par la formule (4), et, par suite, on calcule $\frac{R_1 - R}{t_1 - t}$, que l'on pose approximativement égal à $\frac{dR}{dt}$. On a trouvé ainsi que $\frac{dR}{dt}$ peut être représenté par la fonction

$$(5) \qquad \frac{R_1 - R}{t_1 - t} = \frac{dR}{dt} = \frac{-7(100 - m)}{20 + m} = \varphi(m).$$

Si l'on fait $t_1 = 0$ et $t = 5°,1$, on pourra calculer, par les équations (4) et (5), $R + dR$ ou R_0 pour $t = 0$, et diverses valeurs de m.

On reconnaît que R_0 peut être représenté par la formule

$$R_0 = \frac{353(100 - m)}{9 + m},$$

et, par conséquent, on aura, pour une température quelconque,

(6) $$R = \frac{353(100 - m)}{9 + m} - t\frac{7(100 - m)}{20 + m}.$$

En retranchant R de q (3), $q - R = Q$ donnera la quantité de chaleur absorbée par la dissolution de 1 molécule de sel dans m molécules d'eau à t^o,

(7) $$Q = \frac{25342 + 7091\,m}{9 + m} - t\frac{39{,}6m - 48}{20 + m},$$

et, pour 1^{gr} de sel dissous dans p^{gr} d'eau, on aura

(8) $$Q' = \frac{5702 + 7091\,p}{(2{,}03 + p)\,80} - t\frac{36{,}6p - 10{,}9}{(4{,}5 + p)\,80}.$$

Dans les applications à l'étude des mélanges réfrigérants, on peut négliger le second terme, et par suite l'influence de la température, parce que t est toujours voisin de zéro, et, en outre, m voisin de la valeur qui annule le numérateur.

4. *Point de congélation de la dissolution.* — Si l'on représente par τ la température à laquelle une dissolution formée de 1 molécule de sel pour m molécules d'eau doit être portée pour qu'il s'y forme de la glace, on aurait

(9) $$\tau = -\frac{149 + 0{,}5m}{2{,}7 + m},$$

ou bien, pour 1^{gr} de sel dissous dans p^{gr} d'eau,

(10) $$\tau' = -\frac{33{,}53 + 0{,}05p}{0{,}61 + p}.$$

5. *Solubilité de sel.* — Si θ est la température à laquelle doit être portée une dissolution concentrée pour qu'il y ait au contraire dépôt de sel ou saturation, on aura, en conservant les mêmes notations que précédemment,

(11) $$\theta = \frac{335{,}5 - 88{,}5m}{4{,}44 + m},$$

(12) $$\theta' = \frac{75{,}485 - 88{,}5p}{1 + p}.$$

6. M. Tollinger, ayant fait toutes ces déterminations préalables, a étudié, au point de vue pratique, les mélanges réfrigérants dus à la dissolution de l'azotate d'ammoniaque dans l'eau et à son contact avec de la glace solide (ce dernier mélange n'est pas employé à cause du prix trop élevé du sel). Il a déterminé tout d'abord la température minima qui peut être atteinte par la dissolution seule. C'est évidemment la température à laquelle la dissolution se congèle tout entière par la formation de glace et de sel. Il suffit de chercher la valeur de m qui donne τ (9) égal à θ (11). On trouve ainsi

$$m = 5,82, \quad p = 1,31, \quad \tau = \theta = -17°,5.$$

Si donc on dissout 1gr d'azotate d'ammoniaque dans 1gr,31 d'eau, la température pourra descendre jusqu'à $-17°,5$; si l'on prend une quantité d'eau plus considérable, la température ne pourra descendre au-dessous de la valeur de τ' donnée par la formule (10), et il se formera de la glace dans la liqueur. Si l'on prend $p < 1,31$, la température ne peut descendre au-dessous de θ' donné par la formule (12), et une partie du sel reste sans être dissoute. Si la liqueur était refroidie extérieurement, il se formerait de la glace ou du sel suivant que l'on aurait $p >$ ou $< 1,31$; au-dessous de $-17°,5$, tout devient solide.

7. *Diminution de température.* — De quelle température initiale doit-on partir pour que le mélange employé atteigne une température déterminée?

On obtiendra évidemment l'abaissement de température, en posant

$$(13) \quad \Delta t_m = \frac{Q}{C} = \frac{25342 + 7091\,m}{(9+m)(29,6+17,7\,m)} = \frac{1431,76 + 400,62\,m}{15,05 + 10,67\,m + m^2},$$

avec $m < 8$.

Pour la valeur de m qui donne le minimum de température $-17°,5$, on obtient $\Delta t = 33°,9$; comme la température ne peut descendre au-dessous de $-17°,5$, il en résulte que l'on atteindra ce minimum tant que la température initiale ne sera pas supérieure à $33,9 - 17°,5 = 16°,4$.

Si cette dernière est supérieure à 16°,4, la température ne des-

cendra plus jusqu'à — 17,5; si elle est supérieure à 33°,9, on ne pourra même plus atteindre zéro.

La formule (13), toutefois, ne sera applicable qu'autant que la température inférieure n'atteint ni le degré de congélation ni celui de saturation; dans le premier cas, il se formera de la glace, dans le second une partie seulement du sel se dissoudra, et le problème devient plus compliqué, sans présenter aucun intérêt pour la pratique.

8. *Valeur frigorifique de la dissolution.* — La quantité de chaleur absorbée pendant la dissolution est donnée par la formule (7); pour refroidir la dissolution seule de t à t', il faut employer $C(t-t')$; $Q-C(t-t')$ représente donc le nombre de calories que pourra absorber la dissolution de 1 molécule de sel dans m molécules d'eau.

9. *Mélange le plus avantageux à employer.* — La question ne peut être résolue d'une manière générale; plus la quantité d'eau employée est grande, plus il y a de chaleur absorbée dans la dissolution; mais si, comme on le fait habituellement, on doit faire évaporer la dissolution pour en retirer le sel, la dépense en chaleur dans cette dernière opération compense le gain fait d'un autre côté. Il faut donc employer le mélange qui renferme le moins d'eau possible, et choisir, par suite, la dissolution qui est saturée à la température inférieure que l'on veut atteindre.

De la formule (13) et des précédentes on déduit le tableau suivant, qui donne le poids d'eau que l'on doit ajouter à 1gr de nitrate d'ammoniaque. Dans la pratique, il est inutile de dépasser le poids d'eau qui produit la température minima.

		V.			
T.	P.	20.	15.	10.	5.
+ 5°	0,75	33	38,6	41,1	49,7
0	0,85	26,8	32,9	38,9	45
— 2	0,90	24,1	30,3	36,6	42,8
— 4	0,94	21,1	27,5	34	40,5
— 6	0,99	17,8	24,5	31,2	37,9
— 8	1,04	14,4	21,3	28,3	35,3
—10	1,09	10,6	17,8	25,1	32,3

T.	P.	V. 20.	15.	10.	5.
−12	1,14	6,7	14,1	21,6	29,1
−14	1,20	2,3	10,1	17,9	25,7
−16	1,26	—	5,7	13,8	21,9
−17,5	1,31	—	2,3	10,6	18,9

T indique la température inférieure à laquelle le mélange doit être porté;
P, le poids d'eau à ajouter à 1gr d'azotate pour que la dissolution soit saturée à T°;
V, la valeur frigorifique du mélange, c'est-à-dire, comme il a été dit plus haut, le nombre de calories qu'il peut absorber en dehors de la quantité de chaleur employée à le refroidir, quand, partant des températures de 20°, 15°, 10°, et 5°, on veut arriver à T°.

Si l'on voulait refroidir, par exemple, de + 20° à — T° un corps dont la capacité calorifique en eau serait M, on voit, d'après la température T, quelle est la nature du mélange à employer, et sa valeur frigorifique V. On saura le poids de sel à employer par la relation

$$x = \frac{M(20 + T)}{V}.$$

On aurait à résoudre un problème analogue si l'on voulait employer le même mélange pour produire de la glace, ce qui constitue l'application la plus usuelle de ce mélange.

L'azotate d'ammoniaque employé seul toutefois présente l'inconvénient grave qu'on en perd toujours une partie pendant l'évaporation; on obtient au contraire un sel pouvant servir, pour ainsi dire, indéfiniment, en ajoutant à l'azotate une certaine quantité de chlorhydrate, environ 30 pour 100, ou en prenant 1 partie de chlorhydrate pour 2 d'azotate.

10. *Mélanges d'azotate d'ammoniaque et de glace.* — M. Tollinger a également étudié les mélanges réfrigérants que l'on obtient en mélangeant la glace avec l'azotate d'ammoniaque; quoique ces mélanges ne soient pas employés, à cause du prix trop élevé de ce

dernier sel, le calcul de la valeur pratique de ces mélanges donnera la voie à suivre pour l'étude d'autres mélanges analogues.

Supposons que l'on mélange 1^{gr} d'azotate à zéro avec p^{gr} de glace à zéro : la quantité de chaleur absorbée se déduira de la formule (8), en ajoutant à Q' la chaleur absorbée par la glace dans sa fusion ; on a ainsi

$$(14)\qquad Q = \frac{5702 + 7091p}{(2,03 + p)80} + 80p;$$

seulement, comme on l'a déjà remarqué, la température ne peut descendre au-dessous de $-17°,5$, quoique Δt, compté à partir de zéro, soit de beaucoup inférieur à $-17°,5$. On peut calculer comme précédemment la valeur frigorifique du mélange : elle est égale à $Q - C(t - t')(1 + p)$, et l'on choisira, dans chaque cas particulier, p de telle sorte que la dissolution soit saturée à la température t'^{o}, à laquelle doit être porté le corps à refroidir. Toutefois on peut, dans le cas actuel, augmenter la quantité de glace de manière à obtenir le point de congélation de la liqueur, au lieu de l'avoir saturée. Voilà les tableaux donnés par M. Tollinger pour ces mélanges :

θ.	p.	Q.	V.
0	0,85	107	119,2
− 4	0,94	127,4	122,2
− 8	1,04	136,3	125,1
−12	1,14	145,9	128
−16	1,26	156,7	130,9
−17,5	1,31	160,9	131,9

θ est la température inférieure à atteindre ;
p le poids de glace à ajouter à 1^{gr} d'azotate pour que la dissolution soit saturée ;
Q la quantité de chaleur absorbée par la fusion complète ;
V la valeur frigorifique quand le mélange passe de zéro à θ.

τ.	p.	Q.	V.
−16	1,49	177,2	145,3
−12	2,20	238,9	209,8
− 8	3,61	351,3	327
− 4	7,82	707,5	675,3
− 1,5	22,50	1884,5	1882
− 0,8	45,00	3688,2	3650

La signification des lettres est la même que dans le tableau précédent, si ce n'est qu'on y a remplacé θ, température de la saturation, par τ, celle de la congélation.

Le pouvoir frigorifique est ici très-considérable, et croît avec la quantité de glace employée; pour les dissolutions d'azotate dans l'eau, au contraire, le pouvoir frigorifique diminue quand on emploie un excès d'eau, parce que la quantité de chaleur absorbée pendant la dissolution croît lentement avec la quantité d'eau ajoutée, et le produit $c(1+p)(t-t')$ croît plus rapidement; presque toute la chaleur absorbée est employée à refroidir la dissolution. A. Terquem.

P. GLAN. — Ueber ein neues Photometer (Nouveau photomètre); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 351; 1877.

Quand on veut comparer entre elles, au point de vue de leur intensité, deux sources lumineuses de coloration différente, il convient d'employer un appareil spectral et d'effectuer des mesures pour le plus grand nombre possible de couleurs simples. Pour rendre la comparaison facile, il faut pouvoir rendre égales les deux intensités dans la région du spectre que l'on étudie. On y parvient, soit comme l'a indiqué Vierardt en faisant varier l'intensité de l'un des spectres par un élargissement convenable de la fente d'admission, soit en utilisant à cet effet un phénomène de polarisation. C'est à cette dernière méthode que s'est arrêté M. Trannin ([1]), c'est aussi celle qu'emploie M. Glan.

Le nouveau photomètre se compose d'abord d'un collimateur portant deux fentes d'admission, placées sur le prolongement l'une de l'autre. En arrière de la lentille du collimateur est un prisme de Wollaston, disposé avec son arête réfringente perpendiculaire aux fentes. Grâce à cette disposition, les deux faisceaux issus d'une même fente sont déviés en sens contraire dans le sens de la longueur de celle-ci, et, pour une distance convenable du collimateur au prisme, les deux faisceaux moyens provenant chacun de

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 297.

l'une des fentes et polarisés dans des azimuts rectangulaires se trouvent rigoureusement juxtaposés dans le sens de leur longueur. En traversant l'appareil spectral, ils fourniront deux spectres, dans lesquels les raies correspondantes seront sur le prolongement l'une de l'autre.

Pour égaliser les intensités à comparer, on a recours à un Nicol, interposé entre le prisme de Wollaston et l'appareil spectral. Soient I et i les intensités des deux faisceaux pour une certaine couleur, a et a' des coefficients d'extinction à déterminer ultérieurement et qui peuvent être considérés comme des constantes de l'appareil; enfin α l'angle que fait la section principale du Nicol avec celle du prisme de Wollaston, quand les intensités reçues par l'œil paraissent égales; on a

$$(1) \qquad \mathrm{I}a\cos^2\alpha = ia'\sin^2\alpha;$$

de même pour une autre couleur,

$$\mathrm{I}'a\cos^2\alpha' = i_1\alpha'\sin^2\alpha',$$

d'où

$$(2) \qquad \frac{\mathrm{I}'}{\mathrm{I}} = \frac{i_1}{i}\frac{\operatorname{tang}^2\alpha'}{\operatorname{tang}^2\alpha}.$$

Si l'on convient de prendre pour unité d'intensité correspondant à chaque couleur celle que cette couleur possède dans l'un des spectres (par exemple le spectre solaire), on peut apprécier ainsi le rapport des intensités des diverses couleurs dans le spectre que l'on étudie. Mais, pour avoir ces intensités en valeur absolue, il reste à évaluer le rapport des coefficients d'extinction $\frac{a'}{a}$. On y parvient en éclairant les deux fentes par une même lumière. On a alors dans l'équation (1) $\mathrm{I} = i$, et par suite $\frac{a'}{a} = \cot^2\alpha$.

L'appareil étant disposé à la manière ordinaire, on a sensiblement $a = a'$; si l'on veut évaluer le coefficient d'extinction d'une substance, pour les diverses couleurs, on éclairera les deux fentes avec une lumière identique et l'on interposera la substance à étudier derrière le prisme de Wollaston, sur le trajet de l'un des faisceaux; alors on déterminera pour chaque couleur l'azimut

α d'égalité, et en déduira le coefficient d'extinction $\frac{a'}{a}$ correspondant.

E. Bouty.

F. ZÖLLNER. — Ueber die Einwendungen von Clausius gegen das Weber'sche Gesetz (Sur les objections faites par Clausius à la formule de Weber); *Annales de Pogg.*, t. CLX, p. 514; 1877.

Dans un Mémoire inséré au *Journal de Borchardt*, t. 82, M. Clausius a cherché à quelles conséquences conduirait la formule de Weber relative à l'attraction des électricités en mouvement, si l'on supposait l'électricité négative immobile dans le circuit, et l'électricité positive seule en mouvement (cette manière de concevoir le courant a été proposée par M. Neumann, sous le nom d'*hypothèse unitaire*). Il a trouvé que, dans ce cas, un courant devrait modifier la distribution statique de l'électricité sur les corps environnants, indépendamment, bien entendu, de la modification causée par la présence de l'électricité libre, et il en conclut que l'hypothèse unitaire est inconciliable avec la formule de Weber.

M. Zöllner montre, par des exemples numériques, que les forces électromotrices auxquelles M. Clausius fait allusion échapperaient à toute tentative de mesure par leur petitesse si elles existaient, et en conclut que, dans la limite des vérifications expérimentales, l'application de la formule de Weber conduit à des résultats identiques, que l'on parte de l'hypothèse unitaire ou de l'hypothèse, plus généralement répandue, du mouvement en sens contraire des deux fluides.

A. Potier.

R. CLAUSIUS. — Ueber die Behandlung der zwischen linearen Strömen und Leitern stattfindenden ponderomotorischen und elektromotorischen Kräfte nach dem elektrodynamischen Grundgesetz (Calcul des actions réciproques des courants basé sur un nouveau principe d'électrodynamique); *Annales de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 14; 1877.

La formule élémentaire proposée par M. Clausius pour remplacer celle de Weber a été déjà indiquée : elle conduit, pour l'action mutuelle de deux éléments de courants, à la formule de Grass-

mann et Renard; pour la force électromotrice induite par un courant fermé, à la formule de Neumann.

A. Potier.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1876.

(2e semestre.)

A.-S. KIMBALL. — Changements produits par la trempe dans les propriétés physiques de l'acier, p. 110.

L'auteur donne seulement, dans ce premier travail, les résultats suivants :

1° Le module d'élasticité varie en raison inverse de la dureté de l'acier. Plus la trempe est dure, plus grande est la flexion produite par un poids donné.

On ne trouvait jusqu'à présent, sur ce point, que des données contradictoires dans les différents traités de l'art des constructions.

2° L'accroissement de flexion dans un temps donné est d'autant plus grand que la trempe est plus dure.

3° La flexion instantanée augmente avec la dureté de l'acier.

4° Après une flexion temporaire, les barreaux d'acier reviennent d'autant plus vite à leur première forme, qu'ils sont trempés plus durement.

ANTHONY.— Machine électro-magnétique construite au laboratoire de l'Université de Cornell, p. 251.

Cette machine n'est autre qu'une machine Gramme ordinaire construite au laboratoire de l'Université Cornell. Le noyau de fer doux de la bobine mobile est un anneau de 24^c de diamètre externe, 20^c de diamètre interne et 15^c de largeur, formé par un faisceau de fils de fer très-doux de 8^{mmq} de section, recouverts individuellement de gomme laque, pour empêcher les courants d'induction dans le fer doux. Sur le noyau s'enroulent 100 bobines de fil de cuivre de 2^{mmq} de section, et de 4^m de long; la résistance de chaque moitié de la bobine totale est d'environ $\frac{1}{4}$ d'ohm.

L'électro-aimant extérieur a pour noyaux deux cylindres de fer doux de $7^c,5$ de diamètre et 60^c de longueur, terminés par des armatures de fer doux de 15^c, embrassant le tiers de la bobine mobile. Les bobines de l'électro-aimant ont 25^c de longueur et 15^c de diamètre, et sont formées de huit fils enroulés ensemble et qu'on peut réunir en série ou en tension à volonté.

Les fils étant en série (résistance 1 ohm), la machine a donné, par exemple, la force électromotrice suivante :

Tours par minute.	Résistance totale en ohms.	Force électromotrice en volts.
543	6,74	68,9
572	11,06	54,05
560	141,5	5,17
419	11,06	36,85

Avec une vitesse de 487 à 525 tours par minute, la machine donnait une lumière d'environ 1600 bougies.

C.-A. YOUNG. — Déplacement des raies du spectre produit par la rotation du Soleil, p. 321.

La théorie indique que la longueur d'onde d'un rayon lumineux doit changer selon que la source se déplace dans un sens ou dans l'autre, par rapport à l'observateur. MM. Huggins, Vogel, Christie, etc., étaient partis de cette propriété pour démontrer le mouvement propre des étoiles, et les objections faites par le P. Secchi avaient été levées par M. Christie. M. C.-A. Young démontre aujourd'hui la rotation du Soleil par le déplacement des lignes de son spectre, déplacement très-petit puisque, d'après M. Zöllner, il ne doit être que de $\frac{1}{77}$ de la distance qui sépare les deux raies D. Il produit, au moyen d'un réseau de Rutherfurd, le spectre des bords oriental et occidental du Soleil, et mesure, au micromètre, dans chaque cas, la distance des deux raies D_1 et D_2, par exemple, dans le spectre du sixième ou du huitième ordre.

De la différence de distance de ces deux lignes, dans les deux cas, il est facile de déduire la différence de vitesse relative des deux bords du Soleil. La moyenne de toutes les expériences a donné une différence de 2,84 milles anglais, ce qui donne 1,42

pour vitesse de chaque bord du Soleil. L'observation directe avait donné 1,25; la différence est très-faible, et peut même être attribuée en grande partie, non à l'expérience, mais à une différence de vitesse entre l'atmosphère et la surface du Soleil.

La même expérience, répétée sur la raie B, donne un résultat absolument négatif, ce qui est une nouvelle preuve de l'origine tellurique de cette ligne.

A.-M. MAYER. — **Recherches d'acoustique, p. 329.**

En attendant la publication d'un Mémoire plus étendu, l'auteur donne, sous forme de Notes, les résultats de ses dernières expériences. Elles portent sur les points suivants :

1° La perception d'un son est annulée par un autre son plus intense et plus grave;

2° Quelque intense que soit un son, il ne peut annuler la perception d'un son plus grave;

3° Les découvertes précédentes conduisent à modifier la disposition adoptée généralement pour conduire les orchestres;

4° On peut appliquer les lois de l'interférence des perceptions sonores à déterminer l'intensité relative des sons.

O.-N. ROOD. — **Expériences sur la nature de la force motrice du radiomètre de Crookes, p. 405.**

1° Si devant les ailettes noires du radiomètre on place, à 5^{mm}, un disque de mica qui les couvre entièrement et soit lié invariablement avec elles, le système ne se met plus en mouvement, car le disque de mica protége les ailettes contre la radiation des parois du récipient.

Le même disque de mica n'exerce plus aucune action si on le place à l'extérieur, entre le radiomètre et la source de chaleur.

2° L'action exercée sur les ailettes d'aluminium noircies étant représentée par 100, celle qui s'exercerait sur une ailette de verre n'est que 74,8.

3° La chaleur obscure émise par le corps de l'observateur suffit pour attirer le radiomètre, même quand l'observateur se recule à 1^m et que le vase est plein d'air à la pression atmosphérique.

4° Toutes les fois qu'on empêche les parois du récipient de s'échauffer, le radiomètre dans l'air ordinaire se comporte absolument comme le radiomètre dans le vide.

ROBERT SPICE.— **Expériences sur la résonnance sympathique des diapasons, p. 411.**

Si l'énergie de vibration d'un diapason était proportionnelle au nombre de vibrations, un diapason ut_4 n'enverrait, à la distance de 4^m, que la moitié de l'énergie envoyée par un diapason ut_3 à 2^m. Mais c'est exactement l'inverse qui se produit : un diapason ut_4 fait vibrer par sympathie, à plus de 8^m, un autre diapason égal, tandis que l'action cesse vers 2^m pour ut_3.

Pour expliquer ce phénomène, M. Robert Spice admet que l'influence sympathique d'un diapason sur un diapason égal croît avec l'amplitude des oscillations; le nombre des vibrations n'aurait qu'une faible influence devant celle de l'amplitude.

Entre autres expériences citées par l'auteur pour démontrer sa loi, je rapporterai la suivante : on construit deux diapasons donnant le même son, ut_3, mais ayant des longueurs très-différentes. A une distance de 7^m, le diapason long met en vibration le petit, tandis que l'inverse n'a pas lieu.

A. Angot.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XII. — Octobre 1877.

G. Lippmann. — *Relation entre les propriétés électriques et capillaires d'une surface de mercure en contact avec différents liquides*, p. 265.

Alluard. — *Des variations de la pression atmosphérique à différentes altitudes, constatées à l'Observatoire du Puy-de-Dôme, pendant les bourrasques de l'hiver* 1877, p. 285.

DES TÉLÉPHONES (¹);

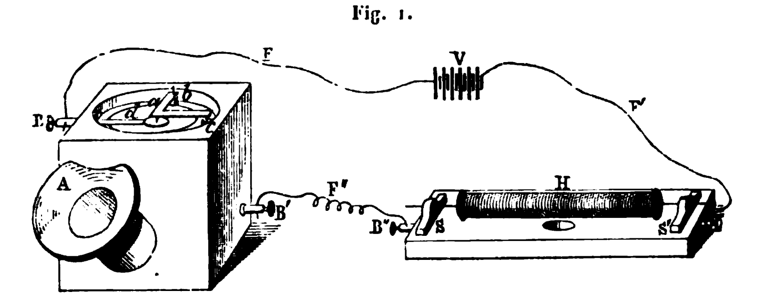
PAR M. NIAUDET.

On a cherché à réaliser, au moyen de l'électricité, des appareils qui transmettent la parole à une distance telle que leur portée s'étende à plusieurs kilomètres. D'abord on n'est parvenu à réaliser qu'une partie du problème : les sons ont été transmis, mais l'articulation ne pouvait être distinguée. On entendait un chant, mais on ne reconnaissait pas les paroles. M. Ries, de Friedrichsdorf (près de Hombourg) a le premier réalisé, en 1863, ce genre de téléphone. M. Graham Bell, dans ces dernières années, a résolu le problème dans toute son étendue : son appareil transmet le son de la voix avec toutes ses qualités ; c'est un porte-voix qui transmet la parole non pas à quelques mètres, mais à des distances de plusieurs kilomètres.

Le téléphone de Ries se compose, comme tout appareil télégraphique, de deux parties : le *transmetteur* et le *récepteur*, et entre eux naturellement la ligne, deux fils ou un fil et la terre.

Le *transmetteur* est formé par une boîte sonore à deux ouvertures : l'une latérale A, pourvue d'une embouchure dans laquelle

Fig. 1.



on parle, ou que l'on présente à un instrument de musique ; l'autre supérieure B, fermée par une membrane comme la peau d'un tambour. La membrane porte à son centre un petit disque de platine, relié par une bande métallique radiale *d* à l'un des fils F de transmission relié au pôle positif de la pile V ; un trépied métallique *abc*,

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 192.

très-délicatement construit, très-mobile, appuie par un de ses pieds *a*, terminé en une pointe de platine, sur le disque central, et un autre pied *b* repose dans un godet de métal qui établit la communication avec un second fil F″, qui est unipar l'intermédiaire du récepteur H au pôle négatif d'une pile voltaïque V. Quand la membrane vibre sous l'influence des sons qu'on lui fait entendre, le disque central se dérobe sous la pointe de platine qui fermait le circuit, puis se relève et recommence par une série d'alternatives qui produisent autant de fermetures et d'interruptions du courant.

Ainsi donc cet appareil transmet sur la ligne télégraphique une série de courants discontinus.

Le *récepteur* se compose d'une bobine ordinaire H au milieu de laquelle est placée une tige d'acier, semblable à une aiguille à tricoter, qui, placée horizontalement, repose par une de ses extrémités sur deux petits supports de bois S, S′, montés eux-mêmes sur une caisse sonore. Les bouts du fil de la bobine sont en relation, l'un avec le fil F″, l'autre avec le fil F′ qui aboutit au pôle négatif de la pile. Dans la bobine circulent donc des courants dont la discontinuité est due aux vibrations de la membrane. Or c'est un fait connu depuis longtemps qu'une tige d'acier placée dans ces conditions s'allonge légèrement quand la bobine est parcourue par un courant, et qu'elle se raccourcit à peu près autant quand le courant est rompu. Il résulte de là que cette tige rendra un son quand le courant sera très-rapidement et périodiquement établi et rompu. Le son produit sera plus bas ou plus aigu, suivant que les courants ainsi envoyés seront plus ou moins fréquents.

On comprend dès à présent comment le son rendu par la tige d'acier du récepteur est à l'unisson de son produit par la membrane du transmetteur et comment une série de sons rendus par l'une est aussi rendue par l'autre.

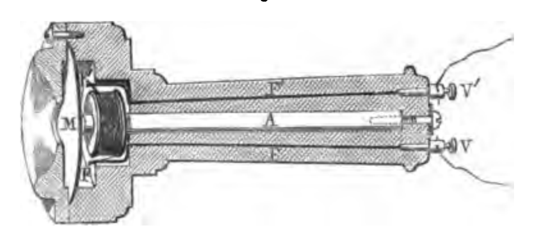
Il importe de remarquer que, si la hauteur du son est ainsi fidèlement transmise et reproduite, l'intensité du son ne le sera pas. En effet, la différence entre un son fort et un son faible au point de départ, c'est-à-dire à la membrane, est dans l'amplitude plus ou moins grande des vibrations de cette membrane; mais ces vibrations sont très-sensiblement isochrones tant que le son ne change que d'intensité, par suite la durée des envois de courant ne change pas avec la force du son. A plus forte raison, cet appareil ne peut-il

rendre le timbre des sons et, en résumé, des trois qualités du son : hauteur, intensité, timbre, une seule est respectée par l'instrument imaginé par M. Ries.

Pour traiter complétement la question des téléphones, il faudrait décrire les appareils téléphoniques de M. Elisha Gray, de Chicago, qui sont des appareils fort compliqués, dérivés du système de M. Ries. En réalité, plusieurs téléphones Ries perfectionnés, réunis ensemble, constituent le téléphone de Gray. On trouve la description de cet appareil dans l'ouvrage de M. Prescott et dans divers journaux. On rapporte qu'il a été possible de faire entendre dans une ville un concert qui était exécuté dans une autre ville. Il en est de même du système de M. Paul Lacour, de Copenhague, qui paraît avoir rendu des sons plus beaux que ceux produits par l'appareil de Gray.

Passons à la description du téléphone de M. Graham Bell. L'appareil qui fonctionne actuellement est composé de deux parties, le transmetteur et le récepteur, qui sont absolument identiques. Décrivons le transmetteur : il se compose d'une membrane de fer M, c'est-à-dire d'une plaque circulaire de fer, qui vibre à l'unisson

Fig. 2.



de la voix. Cette membrane est placée devant l'embouchure E de l'instrument et, par conséquent, dans les meilleures conditions pour recevoir les sons et les reproduire. Derrière la membrane de fer et perpendiculairement à son plan, est une tige d'acier aimantée A, qui n'arrive pas à toucher la membrane, mais qui en est très-près. Sur cette tige d'acier est emmanchée une petite bobine B fort courte, sur laquelle est enroulé du fil assez fin. Le récepteur, qui est identique, et formé de pièces M', A', B', est réuni au transmetteur par deux fils métalliques F et F', qui font un circuit continu avec les fils des deux bobines.

Ces divers organes, soit du transmetteur, soit du récepteur, sont contenus dans une boîte d'acajou dont la forme extérieure accuse la forme des pièces intérieures. Quand l'appareil joue le rôle de transmetteur, on le présente devant sa bouche, à une petite distance; la membrane vibre à l'unisson des sons multiples, simultanés et successifs, qui composent un mot et une phrase. Il convient de parler très-distinctement. Quand l'appareil est récepteur, on applique l'embouchure contre le pavillon de l'oreille, ce qui a le double avantage de l'amener au plus près du tympan et de créer une sorte d'écran contre les bruits extérieurs.

Considérons l'ensemble des deux appareils et examinons ce qui se passe, pour avoir l'explication de leur fonctionnement. La voix fait vibrer la membrane du transmetteur. Ces mouvements vibratoires sont plus étendus si le son *moteur* est plus fort, moins étendus si l'on parle bas. Ils sont plus rapides si c'est une note aiguë, plus lents si c'est une note grave : voilà pour l'intensité et la hauteur du son. Venons maintenant au timbre. Les sons émis par la voix humaine, même les plus simples, *a*, *i*, sont composés de plusieurs sons coexistants; la membrane de fer vibre à la fois à l'unisson de ces divers sons simultanés, et reproduit chacun d'eux avec l'intensité qu'il a dans le son ordinaire. Toutes ces vibrations, avec leurs particularités compliquées, sont des approchements et éloignements successifs par rapport au barreau aimanté. Ces changements de distance produisent des changements dans la grandeur et la distribution de l'aimantation du barreau. Les approchements augmentent l'aimantation, les éloignements la diminuent. Mais ces changements d'aimantation font naître, dans le fil qui compose la bobine, des courants d'induction. La membrane s'approche de l'aimant, un courant d'induction de sens direct se produit. La membrane s'éloigne, le pôle s'éloigne de son côté: un courant d'induction de sens inverse se produit à son tour. Si les mouvements d'approchement et d'éloignement sont étendus, les deux courants d'induction dont je viens de parler ont une intensité relativement considérable; si les mouvements sont moins étendus, les courants sont moins intenses. Toutes les circonstances de l'approchement et de l'éloignement sont, par conséquent, des variations correspondantes du phénomène électrique.

Voilà pour le transmetteur; examinons maintenant le récepteur :

des courants lui sont envoyés; ces courants circulent dans la bobine B', exaltent l'aimantation du barreau A' autour duquel ils passent, ou le diminuent, suivant leur sens; à chaque augmentation du magnétisme, la membrane réceptrice M' est attirée avec une énergie nouvelle par le pôle de l'aimant et s'en approche; à chaque diminution du magnétisme, la membrane, toujours tendue par l'action permanente de l'aimant, se distend légèrement. Ainsi les mouvements vibratoires de la membrane M' résultent des alternatives des courants d'induction. En un mot, tout ce qui était cause dans le transmetteur devient effet dans le récepteur, et les effets deviennent cause. Tout recommence ici dans un ordre inverse, et la seconde membrane M' rend finalement tous les sons déjà rendus par la première M; si donc on approche son oreille de la seconde, on entend toutes les modulations des sons qui ont mis la première en branle.

On trouve dans cet appareil tout ce qui se trouve dans le porte-voix ordinaire: similitude des appareils aux deux extrémités, qui sont indifféremment récepteurs ou transmetteurs. La hauteur des sons, leur intensité, leur timbre, sont reproduits à distance; la voix d'un ami se reconnaît de suite; la voix d'une femme se distingue de celle d'un homme; sans doute la voix n'arrive pas à l'oreille avec un caractère musical sans aucune variation. Vous entendez non pas la voix, mais l'image de la voix; de même que vous reconnaissez une personne en voyant son image dans un miroir; et que vous sentez bien que c'est son image que vous voyez et non pas elle. Dans une image, si parfaite qu'elle soit rendue par un miroir, ce miroir donne un caractère spécial, qui est différent pour un miroir étamé ordinaire, pour un miroir d'argent, pour un miroir de cuivre. Dans le téléphone la voix parvient à l'auditeur légèrement touchée par la nature de la membrane ou des membranes de fer qui lui ont servi de véhicule. Elle l'est d'ailleurs aussi dans le porte-voix.

Une chose digne de remarque dans cet appareil, c'est la faiblesse des forces mécaniques mises en jeu. Dans la télégraphie ordinaire on met généralement en action une pile qui dépense et fournit du travail; de plus, la main fait un mouvement plus ou moins grand, et si l'on emploie un transmetteur automatique, un ressort, armé au préalable, se détend et fait courir un rouage. Ici le travail moteur

est celui de la voix; sans doute ce n'est pas un travail nul, et la fatigue qu'on éprouve quand on a parlé ou chanté longtemps est une preuve qu'on fait un travail sensible. Il n'y a que des personnes remarquablement constituées qui puissent emplir une salle de spectacle du son de leur voix, c'est-à-dire faire vibrer tout l'air qu'elle renferme, et, au delà, des cloisons, faire encore vibrer l'air dans les couloirs; ces personnes font un travail mécanique évident et qui se produit par des contorsions du corps chez les chanteurs qui sentent qu'ils manquent de voix.

Avant de terminer, nous allons faire connaître rapidement les épreuves qui ont été faites avec le téléphone de Bell.

Si l'on est dans une chambre absolument silencieuse, on entend des phrases prononcées à voix très-basse, on entend le bruit de la respiration, on entend tousser, on entend siffler, etc. L'appareil peut être entendu au travers d'un fil télégraphique même fort long: rien ne serait plus facile que de parler de Paris à Versailles. M. Preece, électricien du Gouvernement anglais, qui a montré le téléphone à l'Association britannique, à Plymouth, dit avoir conversé plusieurs fois à 32 milles de distance, et nous espérons que les expériences anglaises seront reproduites sur les lignes françaises.

L'appareil admirable de M. Bell a cependant un défaut qui résulte de sa perfection même, perfection qui consiste à mettre en œuvre des moyens si réduits. Quand le fil de correspondance est placé dans le voisinage d'autres fils conducteurs parcourus par des courants télégraphiques, ces courants produisent des effets d'induction qui troublent la communication par le téléphone, et qui lui font rendre des sons discordants, que M. Preece compare au bruit de la grêle frappant des carreaux de vitre. Cet inconvénient ne doit pas être exagéré, car il y a bon nombre de lignes sur lesquelles il n'y a qu'un seul fil et sur lesquelles, par conséquent, il ne peut y avoir d'induction à redouter; et là où il n'y a que deux fils peu occupés, l'un des deux pourrait presque toujours servir à la communication téléphonique.

Resterait l'action des courants telluriques, c'est-à-dire des courants produits par des actions naturelles, qu'on rattache au phénomène des aurores boréales, et qui parcourent les lignes télégraphiques. Ils troubleront le téléphone, mais ils troublent aussi le télégraphe, quoique à un moindre degré.

Les téléphones, même perfectionnés, sont-ils destinés à remplacer tous les télégraphes? Certainement non. D'abord il est clair qu'ils ne remplaceront pas l'appareil qui envoie le portrait d'un malfaiteur; d'autre part il y a souvent une grande importance à ce que la trace d'une dépêche soit gardée. Enfin il y a des systèmes télégraphiques d'une rapidité telle que la transmission par un seul fil est plus rapide que la parole; et cependant trace est laissée des dépêches. Ces systèmes rapides s'imposent absolument pour les longues lignes très-chargées, parce qu'ils permettent de faire un service considérable avec un nombre de fils relativement petit, et par suite avec une mise de fonds limitée.

SUR UN NOUVEL APPAREIL DESTINÉ A LA MESURE DE LA FRÉQUENCE DES MOUVEMENTS PÉRIODIQUES;

PAR M. MAREY.

L'appareil que je nomme *dromographe* ou *odographe* inscrit, sous forme de courbe, la fréquence des mouvements périodiques.

Il permet de lire à tout instant le nombre absolu des actes accomplis et la fréquence avec laquelle ils se sont succédé, pendant un temps aussi long qu'on jugera nécessaire de suivre le phénomène.

Cet appareil consiste en un cylindre qui tourne d'un mouvement uniforme (1^{mm} à la minute), et d'un style qui peut cheminer parallèlement à la génératrice du cylindre; chacun des mouvements qu'il s'agit de compter le fait avancer d'une petite quantité.

S'il faut cent mouvements pour faire avancer le style de 1^{mm}, on connaîtra à tout instant le nombre de mouvements qui se sont produits, d'après le nombre de millimètres parcourus par le style et comptés sur l'axe des y. D'autre part, puisque le cylindre tourne uniformément, la fréquence plus ou moins grande des mouvements qui se sont produits se traduira par une inclinaison variable de la ligne tracée, et aura pour mesure la tangente de l'angle que cette ligne fait à chaque instant avec l'axe des x.

Cet appareil s'applique à tous les phénomènes périodiques qui se traduisent par des mouvements. Je l'ai employé à contrôler la

vitesse de différentes machines, mouvements d'horlogerie, moteurs à gaz ou à eau, etc. Adapté à une voiture, dont il compte les tours de roue, cet instrument constitue l'*odographe* parfait, exprimant les espaces parcourus en fonction du temps, indiquant les durées de marche et celles d'arrêt.

Dans le cas où les actes dont il s'agit d'inscrire le nombre ont trop peu de force motrice, j'emploie un relai électrique, au moyen duquel j'obtiens le travail nécessaire pour mettre l'appareil en marche; il suffit alors que le mouvement qu'on étudie ait assez de force pour rompre un courant électrique, ce qui est à peu près toujours possible.

CONTINUITÉ DE L'ÉTAT LIQUIDE ET DE L'ÉTAT GAZEUX DE LA MATIÈRE;

PAR M. E. BOUTY.

Les liquides et les gaz se ressemblent par la propriété de transmettre également dans tous les sens les pressions qu'ils supportent, mais ils diffèrent par la loi de leur compressibilité : il n'y a pas de limite connue à l'expansion d'un gaz soumis, à la température ordinaire, à une pression indéfiniment décroissante, tandis que, dans les mêmes conditions, un liquide subit un accroissement de volume tout à fait négligeable, et peut même subsister sous une faible tension, c'est-à-dire sous une pression négative.

Il y a aussi de grandes différences entre les liquides et les gaz, considérés à la température et sous la pression ordinaires, au point de vue de leur densité, de leur dilatation par la chaleur, de leur capacité calorifique ([1]), etc.; mais ces différences tendent à s'ef-

---

([1]) Pour nous faire une idée exacte des limites entre lesquelles sont compris les divers coefficients spécifiques des liquides, il nous suffira de citer les valeurs numériques de ces coefficients pour deux liquides, le mercure et l'éther, qui semblent placés aux deux extrémités de l'échelle pour la plupart de leurs propriétés :

	Mercure.	Éther.
Densité à zéro	13,59	0,736
Coefficient de compressibilité à zéro	0,00000295	0,000111
Coefficient de dilatation à zéro	0,00017951	0,001515
Chaleur spécifique à zéro	0,332	0,52901

Observons toutefois que la densité de l'acide cyanhydrique à zéro est seulement

facer quand on élève la température ou que l'on augmente la pression, de telle sorte qu'un liquide surchauffé, ou un gaz voisin de son point de liquéfaction, se ressemblent de plus en plus par toutes leurs propriétés physiques, et paraissent tendre vers un état limite absolument identique. C'est ce que nous nous proposons d'établir, en résumant les principales données expérimentales que l'on possède à cet égard.

Compressibilité des gaz permanents. — La compressibilité des gaz permanents, au voisinage de la pression atmosphérique, est régie par la loi de Mariotte. Quand la pression augmente notablement, tous ces gaz, à l'exception de l'hydrogène, se compriment plus que ne l'indiquerait la loi, présentant à cet égard, quoique à un degré moindre, les mêmes phénomènes que les gaz liquéfiables.

Qu'arrive-t-il sous de très-hautes pressions? Il est incontestable que le volume d'une masse gazeuse, soumise à des pressions indéfiniment croissantes, ne peut tendre vers zéro. Si donc le gaz comprimé ne se liquéfie pas brusquement, pour une valeur déterminée de la pression, il arrivera nécessairement à s'écarter de la loi de Mariotte en sens contraire de ce que l'on avait observé d'abord, et tendra vers un volume minimum différent de zéro. C'est justement ce qui paraît se produire d'après les expériences de M. Cailletet [1].

Ainsi l'air soumis à une pression évaluée à 705^{atm} environ s'est réduit aux $\frac{1}{2}$ du volume qui lui serait assigné par la loi de Mariotte : il possède alors une densité (par rapport à l'eau) de 0,672, presque égale à celle de l'acide cyanhydrique liquide à zéro

---

0,696; que l'eau a une capacité calorifique exceptionnelle, supérieure à celle de l'éther et égale à 1; enfin que diverses substances organiques ont une chaleur spécifique inférieure à celle du mercure, notamment l'éther iodhydrique (chaleur spécifique, 0,1664).

Le gaz le moins dense, l'hydrogène, possède à zéro et sous la pression de 760^{mm} une densité égale (par rapport à l'eau) à 0,000089, c'est-à-dire 8269 fois moindre que celle de l'éther liquide. On sait que tous les gaz possèdent, tant qu'ils ne sont pas trop voisins de leur liquéfaction, un coefficient de dilatation égal à $\frac{1}{273}$, environ 20 fois plus fort que celui du mercure, mais seulement 2,4 fois supérieur à celui de l'éther à zéro.

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie de Sciences*, t. LXX, p. 535.

et supérieure à celle de l'éther surchauffé à 100°. D'ailleurs, on n'a constaté, pour aucune valeur de la pression, une diminution brusque du volume, pouvant autoriser à admettre que l'air s'est liquéfié ([1]); mais, d'autre part, il ne semble pas que, par aucune de ses propriétés actuelles, l'air ainsi comprimé puisse être distingué d'un liquide.

Propriétés des liquides surchauffés. — Quand on échauffe un liquide à partir de zéro, sa dilatation ne peut être représentée par une fonction linéaire de la température; son volume s'accroît de plus en plus rapidement jusqu'au point d'ébullition, et plus rapidement encore si l'on chauffe le liquide en vase clos au-dessus de ce point. Ainsi le coefficient de dilatation vrai de l'éther augmente, d'après la formule donnée par M. Is. Pierre ([2]), de $\frac{1}{5}$ de sa valeur à zéro, entre zéro et 35°, température de son ébullition. D'après les expériences de M. Hirn ([3]), ce coefficient prendrait à 100° une valeur à peu près double, et qui serait les $\frac{5}{6}$ du coefficient de dilatation des gaz parfaits. La densité de l'éther à 100° serait réduite à 0,613.

Thilorier ([4]) annonça que la dilatation, entre zéro et 30°, de l'acide carbonique, maintenu liquide par la pression, atteint la moitié de son volume à zéro : un gaz parfait, dans le même intervalle de température, ne se dilaterait pas d'une quantité cinq fois moindre. L'observation de Thilorier a été généralisée par les expériences de Drion ([5]) et de M. Hirn ([6]). L'éther chlorhydrique et l'acide sulfureux liquides possèdent un coefficient de dilatation égal à celui de l'air, le premier vers 110° et le second vers 80°; l'alcool,

---

([1]) On ne possède aucune donnée sur la variation de la chaleur spécifique de l'air sous de très-hautes pressions, non plus que sur celle de son indice de réfraction n. Si la quantité $\frac{n-1}{d}$ demeurait constante dans les limites où les expériences de M. Cailletet ont été réalisées, l'air aurait atteint, à 705^{atm}, un indice égal à 1,1372, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que l'indice des liquides communs (celui de l'eau est 1,33).

([2]) Voir *Traité de Physique* de M. Jamin, 2e édition, t. II, p. 38.

([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. X, p. 32. Expériences faites sous une pression constante égale à 11^m,25 de mercure.

([4]) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. LX, p. 427.

([5]) *Ibid.*, 3e série, t. LVI, p. 5.

([6]) *Ibid.*, 4e série, t. X, p. 32 et suivantes.

à 160°, présenterait un coefficient de dilatation environ 5 fois plus grand que celui de l'air.

Ainsi le coefficient de dilatation des liquides surchauffés peut atteindre et même dépasser celui des gaz parfaits, et il semble que cette loi soit générale.

Propriétés des vapeurs. — Quand on parvient à liquéfier un gaz ou une vapeur, on en est prévenu par une diminution brusque du volume du fluide, qui survient pour une valeur déterminée de la pression. En faisant varier le volume, sous cette pression maintenue fixe, on obtient soit un gaz, soit un liquide, soit à la fois un gaz et un liquide, et l'on voit alors, dans le même vase, deux couches fluides distinctes d'aspect, de densité et de propriétés physiques, nettement limitées par une surface de séparation horizontale, conformément aux lois de l'hydrostatique.

On possède peu de travaux relativement aux vapeurs voisines de leur point de liquéfaction. Toutefois l'on sait, par les recherches de M. Regnault (¹) sur la compressibilité des gaz et leur dilatation par la chaleur, que les gaz liquéfiables sont plus compressibles à zéro que les gaz permanents, et que leur coefficient de dilatation est d'autant plus grand qu'on les observe à plus basse température. Ce coefficient tend à se confondre avec celui des gaz permanents, quand la température s'élève de plus en plus.

Les recherches de MM. Fairbairn et Tate (²), sur la densité des vapeurs saturées, et en particulier de la vapeur d'eau, ont permis à ces savants d'assigner les valeurs du coefficient de dilatation moyen d'une vapeur entre son point de saturation et des températures de plus en plus hautes. Ils ont trouvé que les vapeurs sont très-loin d'obéir à la loi de Gay-Lussac : elles présentent d'abord un coefficient de dilatation très-grand, et dont il est impossible de fixer expérimentalement la plus haute valeur, faute de pouvoir rapprocher suffisamment la température supérieure de l'observation de la température de liquéfaction ; mais ce coefficient tend à se confondre avec celui des gaz, à mesure que la tem-

---

(¹) *Relation des expériences pour déterminer les données nécessaires au calcul des machines à vapeur*, t. I et II.

(²) *Philosophical Transactions*, p. 188, 1860 ; analysé par Verdet dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXII, p. 249.

pérature s'élève et qu'on s'éloigne davantage de la saturation. Ces résultats ont été confirmés, dans ce qu'ils ont d'essentiel, par M. H. Herwig [1], qui a étudié directement la dilatation des vapeurs, dans un appareil manométrique, analogue à ceux que l'on emploie pour étudier la dilatation des gaz. D'après lui, les écarts que présente la vapeur d'eau, par rapport à la loi de Gay-Lussac, dans les deux premiers degrés au-dessus de la saturation, seraient moins grands que ne l'annonçaient Fairbairn et Tate, mais se feraient sentir dans un intervalle très-étendu, et jusque vers 325°.

On voit, d'après tout ce qui précède, que la discontinuité que présente, au point de liquéfaction, la dilatation d'un fluide, est préparée par une dilatation plus rapide du liquide au voisinage de ce point, et se continue par une dilatation également très-rapide de la vapeur obtenue. Ces particularités sont d'autant plus sensibles pour un même corps que la liquéfaction se produit à une température plus haute : alors, dans un certain intervalle comprenant le point de liquéfaction, le liquide et sa vapeur finissent par acquérir un coefficient de dilatation moyen supérieur à celui des gaz.

On peut représenter l'ensemble des phénomènes que nous venons de décrire à l'aide d'un diagramme qui en fait très-bien ressortir le caractère. On construit une série de courbes représentatives de l'état du fluide, en prenant pour ordonnées les températures, et pour abscisses les volumes occupés par l'unité de poids du corps sous une pression invariable. Sur chacune de ces courbes, la portion de droite, parallèle à l'axe des volumes, qui correspond à la liquéfaction, se raccorde aux deux portions représentatives des dilatations du liquide et de sa vapeur par des lignes fortement infléchies ; à mesure que la pression augmente, c'est-à-dire que la liquéfaction se produit à une plus haute température, la portion rectiligne diminue de longueur et tend à disparaître, en se fondant dans une forte inflexion de la courbe : à partir de cette valeur de la pression, il n'y a plus, à proprement parler, de liquéfaction, mais une simple exagération de la dilatabilité du fluide, entre certaines limites de température.

Expériences de Cagniard-Latour et d'Andrews. — La pression

(1) *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVII, p. 19 et 592, t. CXLI, p. 83, et t. CXLVII, p. 161, et *Traité de Physique* de Wüllner, 3e édition, t. III, p. 665.

et la température pour lesquelles la liquéfaction, caractérisée par une brusque diminution de volume, cesse de se produire, ne sont nullement en dehors des limites accessibles à l'expérience. Cagniard-Latour [1] a montré le premier que l'on peut transformer complétement un liquide en vapeur dans un espace très-restreint, variant de 3 à 5 fois le volume occupé par le fluide à zéro, et ses résultats ont été étendus par Drion [2] à un grand nombre de substances. Mais c'est surtout M. Andrews [3] qui a mis en évidence les particularités du phénomène qui nous occupe, en étudiant avec soin la compressibilité de l'acide carbonique aux diverses températures.

M. Andrews a représenté les résultats de ses expériences par un diagramme formé d'une série de lignes isothermes, construites en prenant pour abscisses les volumes et pour ordonnées les pressions correspondantes auxquelles l'acide carbonique a été soumis. Ces courbes offrent les mêmes caractères généraux que les courbes d'égale pression étudiées dans le paragraphe précédent. Ainsi à 13°,1 l'acide carbonique présente une diminution brusque de volume sous la pression de $48^{atm},89$; cette diminution se retrouve, bien qu'amoindrie, à des températures supérieures, et pour des valeurs plus fortes de la pression; mais, à partir de 31°,1, les courbes isothermes cessent d'être discontinues et présentent seulement une région de compressibilité rapide, qui ne tarde même pas à disparaître quand la température s'élève encore davantage. A 48°,1 la courbe de compressibilité de l'acide carbonique ressemble tout à fait à celle d'un gaz permanent.

Il y aurait donc lieu de distinguer pour les fluides deux manières d'être différentes, dont ils seraient susceptibles, soit au-dessus, soit au-dessous d'une certaine *température critique* [1]. Au-dessous, ils peuvent exister sous deux états nettement distincts, l'état liquide et l'état de vapeur; au-dessus, ils ne peuvent exister qu'à l'état de gaz.

Chaleur latente de vaporisation. — Jusqu'ici nous ne nous

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XXI et XXII.

(2) *Ibid.*, 3e série, t. LVI.

(3) *Ibid.*, 4e série, t. XXI.

(1) M. Cailletet vient de liquéfier le bioxyde d'azote à 104^{atm}, la température étant de — 11°. D'après ces expériences le point critique du bioxyde d'azote serait situé entre + 8° et — 11°.

sommes préoccupés que de la compressibilité ou de la dilatation des fluides, sans tenir compte des chaleurs absorbées, soit dans l'acte de la dilatation, soit pour produire le changement d'état.

La variation de la chaleur latente de vaporisation a été étudiée par M. Regnault. En général, quand la température s'élève, cette quantité diminue (1); et si les formules empiriques continuaient à s'appliquer, en dehors des limites atteintes dans les expériences, la chaleur latente de vaporisation s'annulerait pour une valeur convenable de la température, et de la force élastique maximum correspondante.

L'application du principe de Carnot au phénomène de la volatilisation fournit pour expression de la chaleur latente λ

$$\lambda = AT\left(v_1 - v\right)\frac{dp}{dt}. \tag{1}$$

Dans cette formule, A est l'équivalent calorifique du travail, T la température absolue, v le volume de l'unité de poids du liquide, v_1 le volume de l'unité de poids de sa vapeur, enfin p la force élastique de cette vapeur. Or les formules empiriques qui représentent la force élastique maximum d'une vapeur n'indiquent pas l'existence d'une valeur maximum de p pour une valeur finie de la température; par suite le facteur $\frac{dp}{dt}$ est toujours différent de zéro, et, quand la chaleur latente λ est nulle, on a nécessairement $v = v_1$, c'est-à-dire que la volatilisation n'est plus accompagnée d'aucun changement de volume. Il y a donc continuité dans la loi des chaleurs absorbées, en même temps que dans la loi des dilatations et de la compressibilité. L'existence du point critique se trouve ainsi confirmée par des expériences calorimétriques, et il serait intéressant de pouvoir comparer les valeurs numériques de la température de volatilisation totale fournies par ce procédé avec celles qui résultent de l'observation directe. Malheureusement les expériences calorimétriques n'ont pas été poussées assez loin pour permettre d'effectuer à cet égard des calculs exacts.

On ne possède aucune expérience sur la variation de la chaleur spécifique des vapeurs au voisinage immédiat de leur saturation; on sait seulement, par l'exemple de l'acide carbonique que la

chaleur spécifique sous pression constante des gaz liquéfiables diminue quand la température s'abaisse (¹); mais on ne sait rien de la variation de cette chaleur spécifique sous une pression variable, égale à la force élastique maximum du liquide correspondant.

On est mieux fixé sur la chaleur spécifique des liquides : on sait qu'elle augmente assez rapidement avec la température. Ainsi, d'après M. Regnault, la chaleur spécifique de l'éther augmente entre zéro et 35° de $\frac{1}{21}$ de sa valeur à zéro, et d'après M. Hirn l'accroissement serait encore plus rapide au-dessus de 35°. Les expériences de M. Regnault ont été faites sous la pression atmosphérique, celles de M. Hirn sous une pression constante exercée par une colonne de mercure de $11^m,25$ de hauteur. Il est d'ailleurs certain que, dans les limites de température où les liquides sont peu compressibles, leur chaleur spécifique varie très-peu avec la pression, et par suite que les résultats précédents s'appliquent à un liquide échauffé sous une pression variable, égale à la force élastique maximum de sa vapeur. Il n'en est plus rigoureusement ainsi aux températures élevées, où les liquides sont plus compressibles que les gaz eux-mêmes; mais il est probable que ces résultats conservent, même alors, une valeur approchée.

Ainsi, à mesure que la température s'élève et que la chaleur latente diminue, la chaleur spécifique à l'état liquide éprouve un accroissement, et il semble qu'il en soit de même de la chaleur spécifique de la vapeur. Cette dernière est toujours inférieure à la chaleur spécifique du liquide à la même température, mais doit tendre vers une valeur identique pour la température et la pression critiques, puisqu'il doit y avoir alors continuité absolue de propriétés entre le liquide et sa vapeur.

Il semble aussi que, quand il n'y a plus de liquéfaction, la région marquée par une compressibilité rapide du fluide doive correspondre à une valeur moyenne de la chaleur spécifique supérieure à celle qui caractérise les autres régions. Mais il est malheureusement impossible, dans l'état actuel de la science, de fournir aucune preuve expérimentale à l'appui de ces inductions.

(¹) REGNAULT, *Relation des expériences*, etc., t. II, p. 123 et suivantes.

ÉTUDES SUR LA FORMATION DE L'IMAGE PHOTOGRAPHIQUE NÉGATIVE;

PAR M. W. LERMONTOFF.

On sait que l'image latente du collodion humide est constituée par les molécules des grains d'iodate et de bromure d'argent *décomposées* par la lumière. Il est *probable* que le produit de cette décomposition est de l'*argent métallique*. Je crois avoir démontré que ces molécules d'argent forment des *couples voltaïques locaux* avec des molécules d'azotate d'argent et de sulfate de fer ou d'acide pyrogallique du révélateur; l'action de ces couples fait déposer de nouvelles molécules d'argent sur les premières, de manière à rendre l'image visible. Voici les expériences que j'ai faites à ce sujet.

M. Davanne dit que, si l'on trace sur une carte des lignes à peine visibles avec une lame d'argent, ces lignes se développent dans un bain réducteur additionné de nitrate d'argent (1). Après avoir répété avec succès cette expérience, je l'ai modifiée de la manière suivante : sur une glace nettoyée au tripoli et à l'iode, j'ai tracé avec de la paraffine, du crayon, du cuivre, du platine et de la soudure d'étain les noms de ces matières. On ne pouvait remarquer les traces des métaux sur la glace qu'en la couvrant d'une buée d'haleine. Ensuite j'ai versé sur cette glace du révélateur au sulfate de fer, mélangé de nitrate d'argent. Les mots *soudure, platine, cuivre* et *crayon* se sont parfaitement développés, mais le mot *paraffine* est devenu visible comme un négatif, car toute la glace s'est couverte d'un léger voile, et les particules de paraffine se sont détachées du verre vers la fin du développement. Une empreinte du doigt, faite exprès sur le verre, a disparu complétement pendant le développement. Le révélateur à l'acide pyrogallique produit le même effet. Au microscope, les grains d'une pareille épreuve paraissent absolument semblables à ceux d'un négatif photographique.

On voit donc que quelques molécules d'un corps conducteur de l'électricité, fixées à la surface du verre, suffisent pour former une image à l'aide d'un révélateur. Cela conduit tout naturellement

(1) *Chimie photographique*, 4e édition, p. 110.

à admettre que le développement, aussi bien que le renforcement, d'une épreuve négative est un phénomène galvanique, on pourrait même dire galvanoplastique. En effet, un couple voltaïque moléculaire pourrait se former d'une molécule d'argent ou de quelque autre corps conducteur, d'une molécule d'azotate d'argent et d'une molécule de sulfate de fer, au milieu du révélateur mélangé de sel d'argent et versé sur la glace. Si la force électromotrice de cet élément est suffisante, l'azotate peut se décomposer et une nouvelle molécule d'argent se déposer sur la première. Le mouvement du liquide met continuellement d'autres molécules d'azotate et de sulfate en contact avec l'argent déjà déposé, et l'action se continue jusqu'à épuisement du mélange.

S'il en est ainsi, on peut former un élément voltaïque de dimensions ordinaires avec une lame d'argent courbée en V, un révélateur et une solution d'azotate d'argent, séparés par une cloison poreuse en parchemin végétal. J'ai réalisé cet élément en employant un révélateur à sulfate double de fer et d'ammoniaque, et une solution d'azotate d'argent préparée pour le renforcement des clichés. La lame d'argent avait à peu près 30^{mm} de longueur et 1^{mm} de section. Quelques instants après la composition du couple, l'électrode plongée dans l'azotate d'argent commença à se recouvrir de cristaux d'argent métallique d'une couleur d'acier. Une heure après, ces cristaux formaient déjà une grosse aigrette de brillantes paillettes d'argent, dont la couleur changea en un blanc éclatant. Un fil de platine peut remplacer la lame d'argent du couple; la quantité d'argent déposée en ce cas est beaucoup moindre. Le révélateur à l'acide pyrogallique, substitué à celui au sulfate de fer, produit d'abord quelques cristaux à l'un des bouts de la lame d'argent et un petit nuage brun autour de l'autre; mais bientôt les deux liquides se mélangent à travers le parchemin et se décomposent en formant un précipité.

RAYLEIGH (LORD). — On the amplitudes of sound-waves (Sur l'amplitude des vibrations sonores); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVI, p. 248; 1877.

L'auteur s'est proposé de déterminer, dans un cas particulier, une limite supérieure de l'amplitude des vibrations qui donnent

un son perceptible. A cet effet, il détermine d'abord par expérience le travail nécessaire, pendant chaque seconde, à la production du son étudié. Il admet alors que le travail se retrouve, sans aucune perte, dans la demi-force vive des molécules qui sont mises en vibration; de là il déduit la vitesse maximum de chaque molécule dans son mouvement oscillatoire, et la valeur de cette vitesse le conduit à celle de l'amplitude.

Voici, en quelques mots, l'expérience et le calcul. De l'air maintenu à une pression constante, mesurée par une colonne d'eau de $9^c,5$, mettait un sifflet en vibration. Le volume d'air débité s'élevait à 196^{cc} par seconde. Le travail effectué pour faire parler le sifflet pendant une seconde était donc $T = 9,5 \times 196^{cc}$, si l'on prend pour unité de travail celui qui, au lieu où l'on opère, élève 1^{cc} d'eau à la hauteur de $0^m,01$.

Le son produit s'étendait jusqu'à la distance de 820^m. Or la demi-somme des forces vives dues au travail effectué, et qui animent pendant une seconde les molécules vibrantes situées à cette distance de 820^m, est égale à $\frac{1}{2} S a \rho \times \frac{v^2}{2}$, en appelant S la surface sphérique ébranlée, a la vitesse du son, ρ la densité de l'air et v la vitesse maximum des molécules vibrantes; on a donc

$$9,5 \times 196 = \tfrac{1}{4} S a \rho^2,$$

ou, en remplaçant $S a \rho$ par leurs valeurs exprimées au centimètre, gramme, etc.,

$$9,5 \times 196 = \tfrac{1}{4} 4\pi\, 82000^2 \times 34100 \, \frac{0,0013}{981}\, v^2,$$

d'où

$$v = \frac{9,5 \times 196 \times 981}{\pi . 82000^2 \times 34100 \times 0,0013} = 0^c,0014.$$

Or on sait que, si T désigne la durée de la vibration, on a pour l'amplitude maximum

$$x = \frac{vT}{2\pi}.$$

Dans l'expérience actuelle, le son du sifflet correspondait à 270 vibrations par seconde; on a donc pour la valeur de x

$$x = \frac{0^c,0014}{2\pi . 2730} = 0^c,00000081.$$

L'amplitude des vibrations des molécules d'air qui agissaient sur l'oreille de l'observateur était donc moindre que 1 dix-millionième de centimètre. Tel est du moins le résultat du calcul. Mais il est clair qu'une partie notable du travail moteur est perdue, soit pendant l'acte de la production du son, soit par les diverses circonstances qui ont pu troubler la propagation. On a donc obtenu pour l'amplitude un nombre plus grand que le nombre réel.

Le résultat trouvé, bien qu'il soit certainement inexact, n'est pas cependant, comme on le voit, sans utilité; il indique l'ordre de grandeur étonnamment petit de la quantité à observer.

CH. D'ALMEIDA.

H. HERWIG. — Ueber Bewegungserscheinungen an elektrisirtem Quecksilber in Glasgefässen (Mouvements du mercure électrisé au contact du verre); *Annales de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 73, 1877.

Si l'on charge positivement du mercure, enfermé dans un tube capillaire, la dépression diminue, et l'on observe de plus, au contact du ménisque et du verre, un dépôt noirâtre, aux environs duquel on observe une véritable adhérence du verre et du mercure: le verre lui-même est attaqué au voisinage de cet anneau. Quand la charge est négative, la diminution de la dépression cesse avec la charge elle-même. La diminution de la cohésion du mercure, son altération (vraisemblablement oxydation) en présence de l'air humide quand il est chargé positivement, et enfin pour de fortes charges l'altération simultanée du verre, suffisent pour expliquer les faits constatés par l'auteur, et d'autres anciennement connus; il convient cependant d'y ajouter une volatilisation partielle du mercure par suite de charges positives, assez fortes pour produire une pression appréciable.

A. POTIER.

G. FROEHLICH. — Die Polarisation des gebeugten Lichtes (Polarisation de la lumière diffractée); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 321; 1877.

Dans une analyse d'un Mémoire de M. Quincke ([1]), nous avons

---

([1]) *Journal de Physique;* t. III, p. 33.

rappelé les principales recherches qui ont été publiées sur la question de la polarisation de la lumière diffractée ; nous y renverrons le lecteur ([1]). M. Quincke a montré que dans ces études on ne saurait faire abstraction de circonstances en apparence très-secondaires, telles que la matière du réseau (réseaux de fils, réseau sur verre, au noir de fumée ou au diamant), les réfractions accompagnant la diffraction, etc.; et il en conclut qu'on ne saurait espérer, dans l'état actuel de nos connaissances, de rien tirer d'expériences sur les réseaux, relativement à la direction qu'il faut assigner aux vibrations de la lumière polarisée, parallèlement ou perpendiculairement au plan de polarisation.

M. Fröhlich ne paraît pas avoir eu connaissance du Mémoire de M. Quincke; toutefois, son travail présente de l'intérêt, parce qu'il a observé la polarisation de la lumière diffractée dans des conditions nouvelles; il a fait varier l'angle d'incidence et n'a pas borné ses observations à la lumière transmise, mais il a aussi étudié la lumière réfléchie. L'appareil qu'il a employé est un simple goniomètre à cercle horizontal, à collimateur et à lunette, auquel il a ajouté deux Nicols : l'un, polariseur, en avant de la fente du collimateur; l'autre, analyseur, en avant de l'oculaire de la lunette. Le réseau est placé sur la plate-forme centrale du goniomètre. L'auteur a opéré avec la lumière solaire polarisée à 45° du plan d'incidence, et avec deux réseaux sur verre ou diamant, dans lesquels la distance de deux traits consécutifs était respectivement de $0^{mm},0506$ et $0^{mm},00617$.

Les expériences sur la lumière transmise, dans le cas de l'incidence normale, vérifient la loi de Stokes, comme les expériences de M. Mascart ([2]); dans le cas de l'incidence oblique les résultats sont plus compliqués, et M. Fröhlich ne juge pas à propos de publier avec détail les tableaux numériques de ses expériences; la lumière transmise présente d'ailleurs une circonstance qui doit compliquer les phénomènes : c'est la réfraction subie par les rayons à leur sortie de la lame.

La partie intéressante du Mémoire est celle qui se rapporte à

([1]) Pour plus de détails sur les travaux antérieurs, *voir* VERDET, *Optique*, t. II, p. 502.

([2]) MASCART, *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 1005.

la lumière réfléchie : les réseaux n'ayant pas leurs faces rigoureusement parallèles, on a pu étudier la lumière diffractée par réflexion, sans mélange de lumière renvoyée par la surface postérieure de la lame. Les rayons n'ont donc subi que la diffraction.

On a fait varier l'angle d'incidence de 5′ en 5′ depuis 85° jusqu'à 25°, et, quand cela a été possible, on a observé les rayons correspondant aux raies B, D, E, F, G. Presque toujours, il y a une position du Nicol analyseur qui donne l'extinction complète, et par suite la polarisation du rayon diffracté est rectiligne ou très-faiblement elliptique.

L'azimut de polarisation du rayon réfléchi régulier a été calculé par la formule connue de Fresnel, relative à une surface plane réfléchissante, et s'est confondu avec l'azimut de polarisation observé par la réflexion à la surface du réseau. Ainsi la polarisation produite par une surface réfléchissante plane, finie, est la même que celle qui est produite par une série de petites surfaces planes, comprises dans un même plan.

La théorie faisant défaut pour aller plus loin, M. Fröhlich a représenté par des courbes les expériences relatives aux rayons diffractés, qui font avec la normale au plan du réseau un angle de réflexion supérieur à l'angle d'incidence; il a trouvé que l'azimut de polarisation du rayon diffracté est un peu inférieur à celui de la lumière qui serait réfléchie régulièrement dans la même direction, et d'autant plus inférieur que l'angle de diffraction est plus grand. En résumé, l'azimut de polarisation de la lumière diffractée varie d'une façon régulière et continue avec l'angle de diffraction, et il ne dépend ni de l'espacement des traits du réseau, ni de la longueur d'onde de la lumière, ni de son degré de complexité (qu'elle appartienne à un spectre isolé ou à une région où plusieurs spectres se trouvent superposés).

L'auteur intéprète ces résultats dans un sens favorable à l'hypothèse de Fresnel sur la direction des vibrations de la lumière polarisée; mais ses raisonnements sont trop vagues pour être susceptibles d'analyse. Le lecteur qui s'intéresse à ces questions voudra bien consulter le Mémoire original.

E. Bouty.

W. HOLTZ. — Ueber Schichtung des elektrischen Lichts in Geissler'schen Röhren bei Einschaltung einer Flamme und einiger anderen Widerstände (Stratification de la lumière dans les tubes de Geissler obtenue par l'introduction de flammes ou d'autres résistances dans le circuit); *Ann. Pogg.*, t. CLX, p. 555, 1877.

On obtient une stratification très-nette, mais d'aspect excessivement variable, en introduisant la flamme d'un brûleur de Bunsen dans le circuit induit; on peut, en écartant ou rapprochant l'extrémité métallique qui plonge dans la flamme, changer à volonté l'apparence de la lumière stratifiée : on arrive encore au même résultat en enlevant l'une des armatures métalliques des condenseurs et la remplaçant par du papier ou un liquide mauvais conducteur.

A. Potier.

W. HANKEL. — Notiz über einen Wechsel in der Richtung der Polarisations stromes nach Durchleitung von abwechselnd entgegengestzt gerichteten galvanischen Strömen (Changement du sens de la polarisation produite par des courants alternatifs); *Ann. de Pogg.*, nouvelle série, t. I, p. 429, 1877.

On fait passer dans un voltamètre chargé d'eau distillée et dont les électrodes sont deux larges lames de platine le courant d'un élément Bunsen ; le courant ayant passé dix secondes dans un sens, on le fait ensuite passer trois ou quatre secondes dans l'autre sens : si l'on supprime alors la pile, le courant de polarisation est d'abord dirigé comme si le second courant avait seul existé, il s'affaiblit rapidement et change ensuite de sens. Si le second courant avait duré plus de trois ou quatre secondes, on observerait seulement le premier courant de polarisation; s'il avait eu une durée moins longue, la polarisation produite par le premier courant serait seule observée.

A. Potier.

FIN DU TOME SIXIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DU TOME SIXIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES SIX PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES SIX PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES SIX PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Acoustique.

Chaleur.

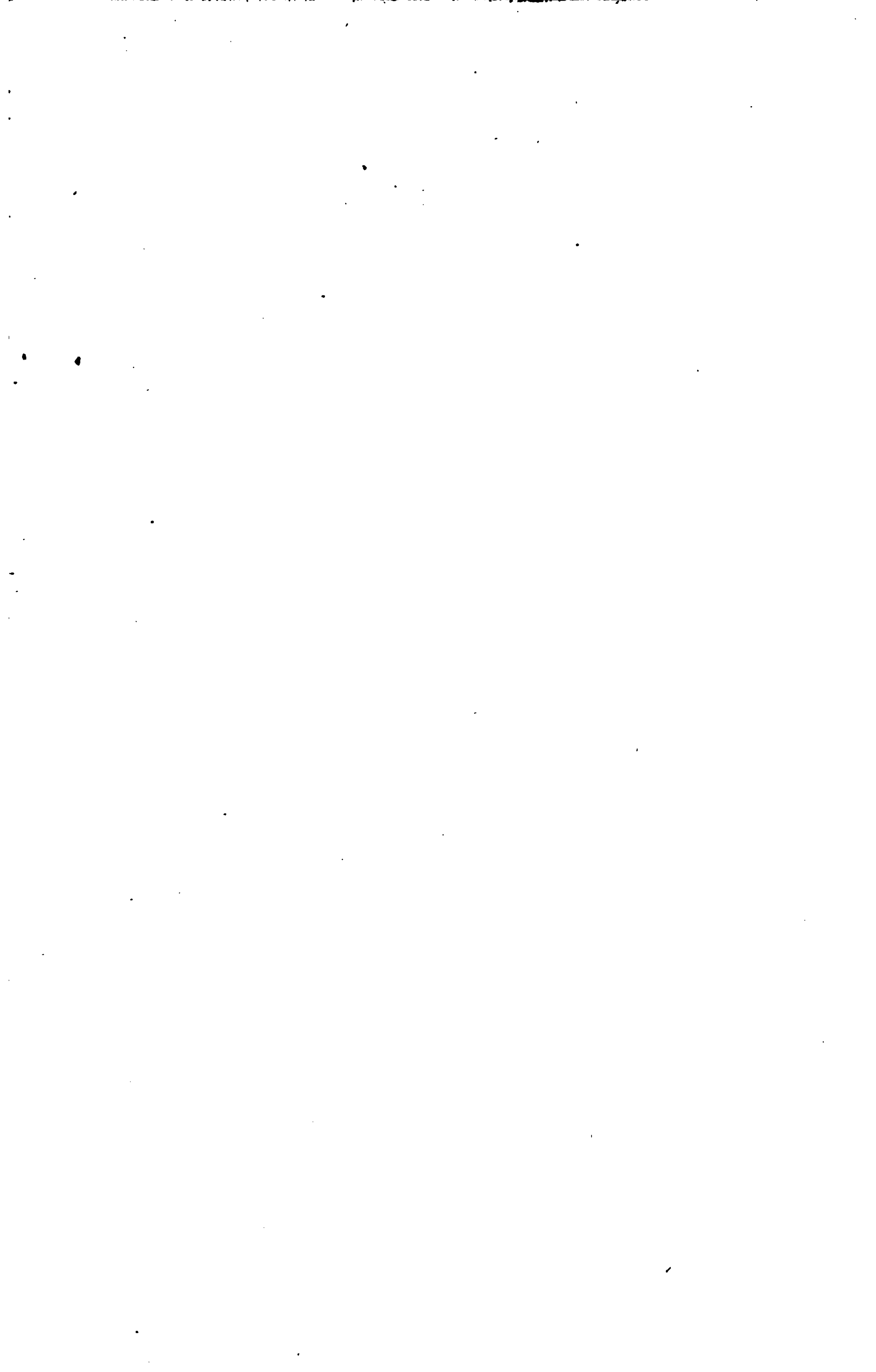
Électricité et Magnétisme.

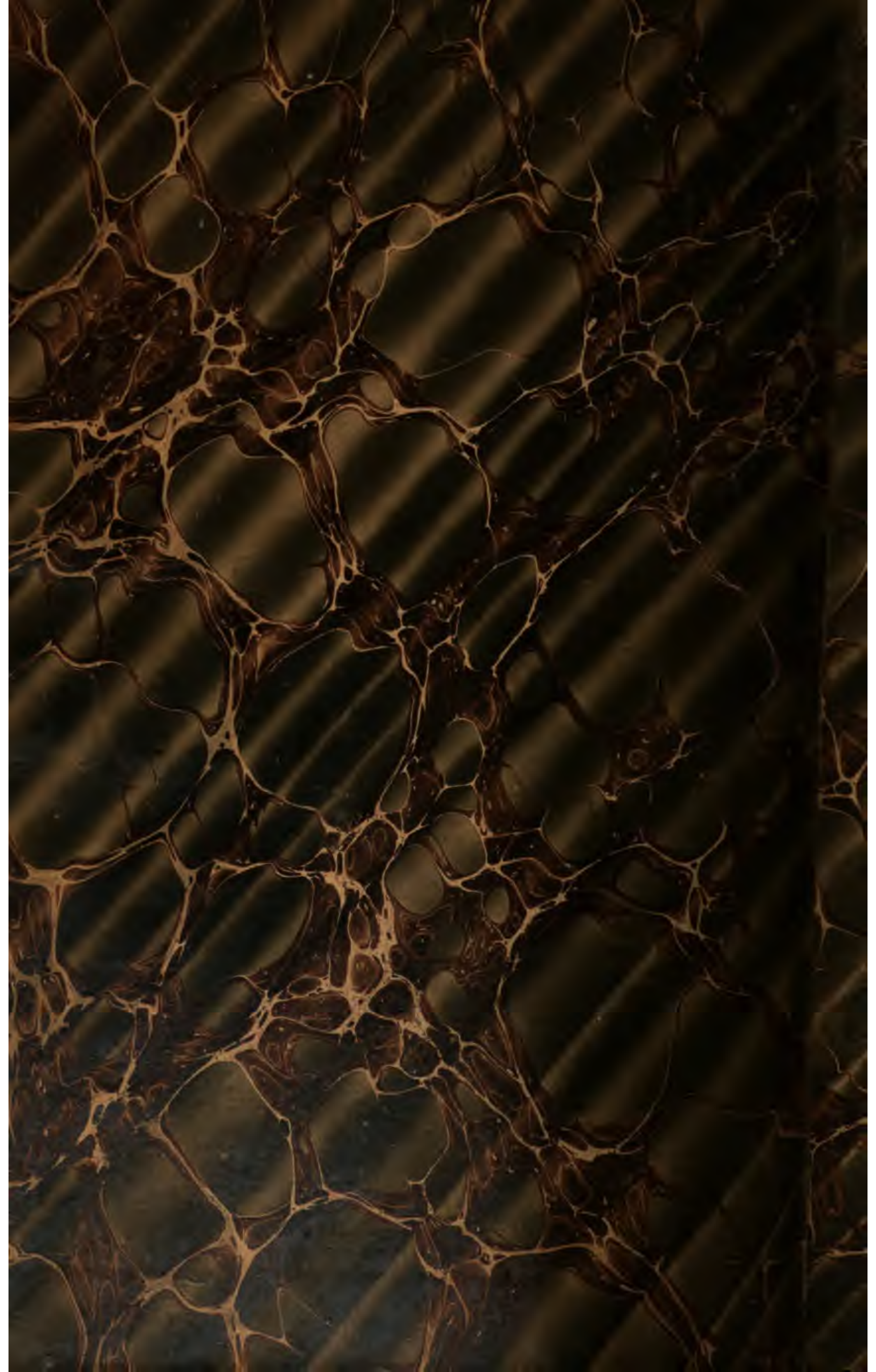
Optique.

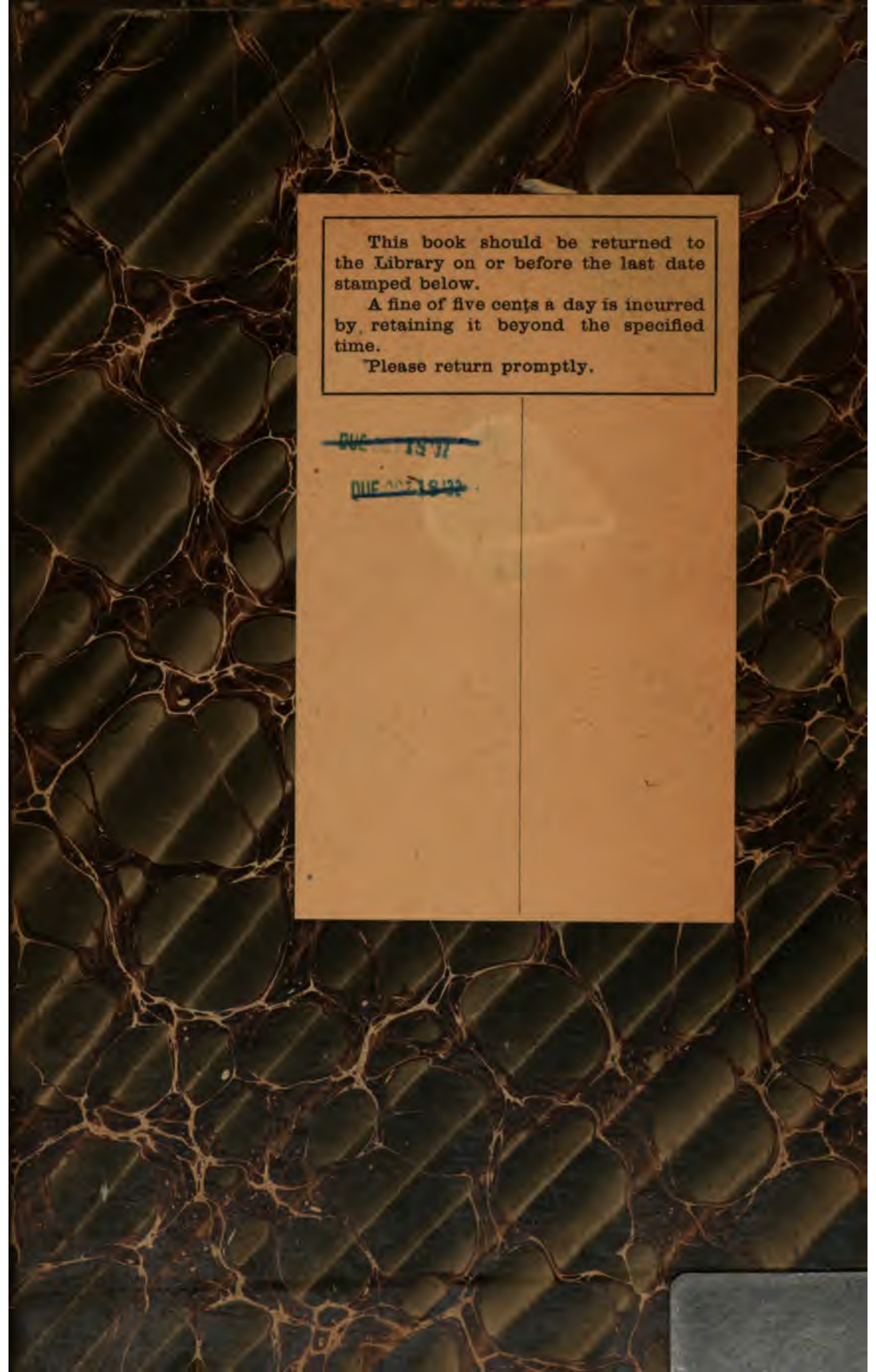
Météorologie et Physique du globe.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES SIX PREMIERS VOLUMES.

Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.






This book should be returned to the Library on or before the last date stamped below.

A fine of five cents a day is incurred by retaining it beyond the specified time.

Please return promptly.